

# **Modelle und Methoden zur Abwendung von Kollisionen von Asteroiden und Kometen mit der Erde**

von Diplom-Ingenieur

Ralph Kahle

aus Dresden

von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme -

der Technischen Universität Berlin

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. K. Briß

Gutachter: Dr. E. Kührt

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 1. August 2005

Berlin 2005

D 83



## Zusammenfassung

In der Arbeit werden verschiedene Aspekte der Abwendung der Kollision eines Asteroiden oder Kometen mit der Erde untersucht. Hierzu wird zunächst eine künstliche Population von Kollisionsobjekten definiert, welche die gegenwärtig bekannten physikalischen und dynamischen Objekteigenschaften repräsentiert. Ausgehend von der numerischen Modellierung der interplanetaren Objektbahnen unter Berücksichtigung der Störeinflüsse der Planeten und von Modellrechnungen zum atmosphärischen Eintritt wird das Schadenspotential einer Kollision quantifiziert. Für die Kollisionsabwendung werden primär die Objektbahnbeeinflussung unter Einsatz eines neuen Verfahrens zur Bestimmung der optimalen Bahnänderungsgeschwindigkeit in einer N-Körperumgebung und sekundär die Objektzerstörung analysiert. Als Ergebnis von Systemstudien zu diversen Technologien eignen sich besonders der Projektilbeschuss und die nukleare Sprengung zur Bahnbeeinflussung von Asteroiden mit einem Durchmesser  $D < 500$  m und  $< 8$  km, respektive. Der Einsatz von Antriebstechnologien oder eines Sonnenspiegels verspricht ein geringeres Antriebsvermögen und beinhaltet erhebliche technologische Schwierigkeiten. Kometen können aufgrund der Bahnunsicherheit infolge der nicht-gravitativen Kraft nicht ausreichend abgelenkt werden. Sie können jedoch für  $D < 2$  km durch eine nukleare Explosion zerstört werden. Die Anwendung numerischer Methoden zur impulsiven Gravity-Assist- sowie kontinuierlichen direkten Transferbahnbestimmung zeigt die generelle Erreichbarkeit der Modellobjekte durch konventionelle Raumfahrzeuge sowie die Durchführbarkeit der Kollisionsabwendung bei einer Vorwarnzeit von 10 bis 30 Jahren. Diese ist jedoch mit den heutigen Suchprogrammen besonders für Objekte mit  $D < 250$  m noch nicht gegeben, so dass trotz verfügbarer Technologien zur Kollisionsabwendung kein sicherer Schutz vor einer Asteroiden- oder Kometenkollision existiert.

## Abstract

The work analyses various aspects on preventing the collision of an asteroid or comet with the Earth. For this purpose an artificial population of colliding objects is defined, which reflects current knowledge on their physical and dynamical properties. Based on numerical models describing interplanetary trajectory and atmospheric entry of an object the damage potential by a collision is evaluated. Collision avoidance is investigated primary in terms of orbit deflection, where a novel method for the determination of optimal change of orbital velocity within an n-body environment is applied, and secondary in terms of object destruction. From system analysis of different technologies it is found that spacecraft projectile and nuclear explosion are suitable for deflecting the orbit of asteroids with diameters  $D < 500$  m and  $< 8$  km, respectively. The application of propulsion systems and solar collectors results in a smaller deflection capability and further leads to significant technological problems. The sufficient orbital deflection of comets is hampered by orbital uncertainties caused by the non-gravitational force. Instead, comets with  $D < 2$  km can be destroyed by means of nuclear explosion. The application of numerical methods for trajectory computation by means of impulsive gravity-assist as well as continuous direct transfers reveals that the model objects can generally be reached by conventional spacecraft technology, and collision avoidance is feasible if 10 to 30 years of warning time apply. But, the latter can not be guaranteed by current search programmes especially for objects with  $D < 250$  m. Thus, although technology for collision avoidance is available, a sufficient protection from asteroid or comet collision does not exist.

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand am Institut für Planetenforschung des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Berlin-Adlershof. Während dieser Zeit erhielt ich sehr viel Unterstützung, ohne die ich dieses Projekt nicht hätte bewältigen können.

Ich danke Herrn Dr. Ekkehard Kührt und Herrn Dr. Gerhard Hahn (DLR-BA) für die Betreuung, die ständige Diskussionsbereitschaft und die vielen wertvollen Ratschläge, die zum Gelingen dieser Arbeit erheblich beitrugen. Außerdem danke ich Herrn Dr. Kührt sowie Herrn Prof. Dr. Klaus Brieß (TU Berlin) für die Begutachtung dieser Arbeit.

Herrn Dr. Christian Gritzner (TU Dresden), Herrn Prof. Dr. Gerhard Neukum (FU Berlin) und Herrn Dr. Michael Reichert (DLR-KP) danke ich für ihr Engagement bei der Einrichtung meiner Promotionsstelle am DLR-BA.

Herrn Prof. Dr. Stefanos Fasoulas (TU Dresden) danke ich für die interessanten Diskussionen und wertvollen Hinweise zu bahnmekanischen Problemen.

Herrn Dr. Jörg Knollenberg (DLR-BA) danke ich für wichtige Anregungen auf dem Gebiet der Kometenphysik.

Herrn Prof. Dr. Uwe Motschmann (TU Braunschweig) danke ich für den Austausch zu magnetoplasmadynamischen Antrieben.

Herrn Detlef DeNiem (DLR-BA) danke ich für die interessanten Ausführungen zur Einschlagskratermodellierung.

Herrn Dr. Steve Chesley (NASA-JPL) danke ich für die zur Verfügungstellung der Bahndaten von ca. 58.000 virtuellen potentiell gefährlichen Asteroiden.

Herrn Prof. Dr. Jay Melosh (University of Arizona) und Herrn Hans Krüger (TU Dresden) danke ich für die interessanten Diskussionen zum Sonnenspiegel.

Herrn Sebastian Kern (TU Dresden) danke ich für die innovativen Gedanken zur in-situ Ressourcennutzung.

Herrn Dr. David Dearborn (Lawrence Livermore National Laboratory) danke ich für die hilfreichen Kommentare zu Technologien der Bahnbeeinflussung.

Herrn Mathias Grafe (TU Dresden) danke ich für die Unterstützung bei der Bestimmung von Transferbahnen für kontinuierliche Antriebe und Herrn Prof. Dr. Cristof Bueskens (TU Bremen) für die zur Verfügungstellung einer Rechenlizenz für NUDOCSS.

Außerdem möchte ich mich bei allen nicht namentlich genannten Freunden und Kollegen für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen bedanken. Schließlich gilt mein Dank meiner Frau Astrid und meiner Tochter Lena, die zu oft auf ein gemeinsames Wochenende verzichten mussten.

## **Eidesstattliche Erklärung**

Hiermit erkläre ich, die von mir dem Promotionsausschuss der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme - der Technischen Universität Berlin zur Erlangung des akademischen Grades „Doktor der Ingenieurwissenschaften“ (Dr.-Ing.) vorgelegte Dissertation zum Thema

„Modelle und Methoden zur Abwendung von Kollisionen von Asteroiden und Kometen mit der Erde“

vollkommen selbstständig verfasst zu haben. Es wurden keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt. Zitate wurden kenntlich gemacht.

Berlin, den 8. April 2005

Ralph Kahle

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. EINLEITUNG.....</b>	<b>8</b>
1.1 ASTEROIDEN UND KOMETEN – ENTSTEHUNG, DYNAMISCHE EVOLUTION UND GEFAHR.....	8
1.1.1 Asteroiden, Kometen und Übergangsobjekte.....	8
1.1.2 Erdnahe Objekte.....	11
1.1.3 Gefahr durch Asteroiden und Kometen.....	14
1.2 BISHERIGE ARBEITEN UND ZIELSETZUNG DIESER ARBEIT.....	16
<b>2. MODELLPOPULATION GEFÄHRLICHER ASTEROIDEN UND KOMETEN.....</b>	<b>19</b>
2.1 BAHNEIGENSCHAFTEN.....	19
2.2 WEITERE EIGENSCHAFTEN.....	23
2.2.1 Objektgröße und Häufigkeit.....	23
2.2.2 Wahl der Kollisionszeitpunkte.....	25
2.2.3 Spektraltypen.....	26
2.2.4 Innere Struktur.....	28
2.2.5 Rotationsperiode und Objektform.....	29
2.2.6 Festigkeit.....	31
2.2.7 Dichte und Porosität.....	32
2.3 VORWARNZEIT.....	32
2.4 ZUSAMMENFASSUNG DER MODELLPOPULATION.....	34
<b>3. MODELLIERUNG VON INTERPLANETARER BAHN, ATMOSPHÄRISCHEM EINTRITT UND SCHADENSPOTENTIAL.....</b>	<b>37</b>
3.1 INTERPLANETARE UMLAUFBAHNEN.....	37
3.1.1 Gauß-Radau-Integrator.....	38
3.1.2 Fehlerbetrachtung.....	40
3.1.3 Diskussion weiterer Störeinflüsse.....	41
3.2 ATMOSPHÄRISCHER EINTRITT.....	46
3.2.1 Numerisches Modell.....	46
3.2.2 Numerische Lösung.....	50
3.2.3 Geographische Lage der Einschlagspunkte.....	51
3.3 SCHADENSPOTENTIAL.....	52
3.4 ERGEBNISSE.....	54
<b>4. MISSIONSANFORDERUNGEN AN DIE KOLLISIONSABWENDUNG.....</b>	<b>60</b>
4.1 KOLLISIONSABWENDUNG DURCH BAHNBEEINFLUSSUNG.....	60
4.1.1 Randbedingungen für die Bestimmung des Antriebsbedarfs.....	62
4.1.2 Numerisches Vorgehen.....	64
4.1.3 Evaluierung der numerischen Methode.....	66
4.1.4 Interpretation der Ergebnisse.....	68
4.2 KOLLISIONSABWENDUNG DURCH OBJEKTZERSTÖRUNG.....	73
4.2.1 Ergebnisse zur Zerstörung von Kometen.....	74
<b>5. TECHNOLOGIEN ZUR KOLLISIONSABWENDUNG.....</b>	<b>76</b>
5.1 MASSENBUDGET FÜR RAUMFAHRZEUGMISSIONEN.....	76
5.2 PROJEKTILBESCHUSS.....	78
5.2.1 Prozess der Kraterbildung.....	78
5.2.2 Abschätzung des übertragenen Impulses mittels Ähnlichkeitsanalyse.....	80
5.2.3 Schlussfolgerungen.....	85
5.3 ATOMBOMBEN.....	87
5.3.1 Explosion über dem NEO (Höhenexplosion).....	88
5.3.2 Explosion auf der NEO-Oberfläche (Bodenexplosion).....	89
5.3.3 Explosion im NEO-Untergrund (Tiefenexplosion).....	91
5.3.4 Schlussfolgerungen.....	92
5.4 ANTRIEBSSYSTEME.....	94
5.4.1 Vergleich von Antriebstechnologien.....	94
5.4.2 Kraftübertragung auf das rotierende Objekt.....	98
5.4.3 Schlussfolgerung.....	101
5.5 SONNENSPIEGEL.....	101

5.5.1	<i>Modellierung des Verdampfungsprozesses</i>	102
5.5.2	<i>Geometrische Betrachtung und Schub</i>	107
5.5.3	<i>Modellierung des Strömungsfeldes</i>	109
5.5.4	<i>Degradation des Spiegels und Antriebsvermögen</i>	114
5.5.5	<i>Diskussion</i>	116
5.6	LASER UND MIKROWELLENSTRAHLUNG	117
5.7	NUTZUNG DES YARKOVSKY-EFFEKTS	118
<b>6.</b>	<b>MISSIONSENTWURF</b>	<b>120</b>
6.1	RANDBEDINGUNGEN	120
6.2	IMPULSIVE DIREKTE RENDEZVOUSBAHN	124
6.3	IMPULSIVE RENDEZVOUSBAHN MIT GRAVITY-ASSIST	126
6.4	IMPULSIVE IMPAKTBAHN (PROJEKTILBESCHUSS)	133
6.5	RENDEZVOUSBAHN MIT KONTINUIERLICHEM NIEDRIGSCHUB	133
6.6	EVALUIERUNG DER MISSIONSDSIGN-PROGRAMME	137
6.7	ERGEBNISSE	139
<b>7.</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b>	<b>149</b>
	ANHANG A - BAHNMECHANISCHE BEGRIFFE	157
	ANHANG B – ERGEBNISDIAGRAMME	159
	VERZEICHNIS DER SYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN	173
	LITERATURVERZEICHNIS	175
	LEBENS LAUF	185

# 1. Einleitung

## 1.1 Asteroiden und Kometen – Entstehung, dynamische Evolution und Gefahr

Bereits gegen Ende des 18. Jahrhunderts schlussfolgerte der französische Astronom und Mathematiker Laplace aus den nahezu kreisförmigen, wenig geneigten und gleichsinnigen Bahnen der Planeten um die Sonne sowie der wiederum gleichförmigen Bewegung ihrer Satelliten, dass dieses System seinen Ursprung in einer rotierenden Gas-Staub-Wolke hat, dem sogenannten solaren Nebel. Derartige interstellare Wolken entstehen, wenn Sterne ihre letzten Entwicklungsstadien durchlaufen, schließlich explodieren und so ihre Materie freigeben, darunter auch schwere, aus Kernsyntheseprozessen hervorgegangene Atome. Diese werden in Form von Staubteilchen (~2%) neben Wasserstoff (~77%) und Helium (~21%) in interstellaren Wolken beobachtet [82]. Diese Wolken besitzen so geringe Temperaturen (~10 K), dass der resultierende thermische Druck durch die Eigengravitation der Gas- und Staubteilchen überstiegen wird, und der Nebel unter Bildung eines quasistatischen Kerns (Proto-Stern) kollabiert. Die verbleibende Wolke kann in Abhängigkeit ihres Drehimpulses in den Proto-Stern stürzen (Bildung eines planetenlosen Einzelsterns), einen Doppelstern bilden oder zu einer rotierenden Scheibe abflachen, aus der die Planeten hervorgehen. Im folgenden wird lediglich der letzte Fall anhand unseres Planetensystems betrachtet.

In der weiteren Entwicklung des Proto-Sterns erfährt dieser eine so hohe Verdichtung, dass schließlich Temperaturen über  $5 \cdot 10^6$  K auftreten und die eigene Energieerzeugung einsetzt (Kernsynthese von Wasserstoff in Helium). Bei der gleichzeitigen Abkühlung der umgebenden Scheibe kondensieren zunächst bei Temperaturen von 1600 K Oxide aus (Kalziumoxid, Aluminiumoxid). Weitere Kondensationsprodukte sind Eisen- und Nickelpartikel bei unter 1300 K, und Eisenoxid und Olivin zwischen 1200 K und 500 K. Zwischen 600 K und 400 K fallen hydrierte Mineralien aus. Unter 273 K kondensiert Wasser, bei 20 K Wasserstoff und bei 1 K Helium [58]. Durch Stoßvorgänge zwischen den Staubteilchen entstehen zentimetergroße Körner aus den schweren Elementen im inneren Nebel beziehungsweise unter Hinzunahme von flüchtigen Molekülen in Form von Eisteilchen in der äußeren kalten Zone. Die ursprünglichste bekannte Materie sind die Chondrite, die in Form von Meteoriten auf der Erde gefunden werden. Chondrite enthalten kleine kugelartige Gebilde, die als Chondren bezeichnet werden und jene präsolaren Kondensationsprodukte darstellen.

Vermutlich entstanden aus den Chondren durch Aggregationsprozesse die Planetesimale, bis zu mehrere Kilometer große Felsbrocken. In Folge gegenseitiger Stöße der Planetesimale bildeten sich die inneren Planeten Merkur, Venus, Erde, Mars mit ihren Monden. Die äußeren Planeten entstanden analog dazu aus Zusammenstößen von Kometesimalen, Objekten mit hohem Eisanteil.

### 1.1.1 Asteroiden, Kometen und Übergangsobjekte

Unter Asteroiden, Kometen und Übergangsobjekten werden alle die Objekte zusammengefasst, deren Durchmesser  $D$  kleiner als 1000 km ist und die sich nicht als Monde um einen Planeten, sondern auf einer eigenen Sonnumlaufbahn bewegen. Asteroiden sind nicht „verbaute“ Planetesimale und somit Relikte der Aggregationsphase unseres Planetensystems. Man geht davon aus, dass der störende Einfluss des Jupiters die Bildung eines



weiteren Planeten verhinderte, der gemäß der Titius-Bodeschen-Reihe bei einem mittleren Sonnenabstand von 2,8 AE erwartet wurde.

Am 1. Januar 1801 entdeckte der sizilianische Astronom Giuseppe Piazzi den ersten und bis heute größten Asteroiden 1 Ceres ( $D \cong 913$  km). Weitere große Objekte wurden rasch gefunden: 2 Pallas ( $D \cong 523$  km, 1802 durch den deutschen Astronom H.W. Olbers), 3 Juno ( $D \cong 248$  km, 1804 durch den ebenfalls deutschen Astronom C.L. Harding) und 4 Vesta ( $D \cong 501$  km, 1807 erneut durch Olbers) [124]. Bis heute wurden knapp 280.000 Asteroiden gefunden [15]. Wahrscheinlich handelt es sich insgesamt um mehrere Millionen Objekte.

Die meisten dieser Asteroiden werden zwischen den Bahnen von Mars (1,5 AE) und Jupiter (5,2 AE) beobachtet. Dieser Bereich wird als Asteroidengürtel bezeichnet. Die hier ansässigen Asteroiden besitzen eine Gesamtmasse von ca. 0,0005 Erdmassen [13]. In Abbildung 1.1 ist die Häufigkeit der großen Halbachsen  $a$  aller bis Dezember 2003 beobachteten Asteroiden dargestellt. (Für eine Beschreibung der Bahnelemente siehe Anhang A). Das Histogramm basiert auf der Datenbank des Minor Planet Center (MPC) [15]. Die in dem Histogramm deutlich sichtbaren Lücken bei 2,5 AE, 2,97 AE, 3,3 AE und 3,6 AE, in denen sich keine oder nur wenige Asteroiden befinden, fielen bereits im Jahre 1866 trotz der bis dato bekannten kleinen Population dem amerikanischen Astronom Daniel Kirkwood auf. Kirkwood berechnete, dass sich auf den leeren Ringzonen befindliche Asteroiden Umlaufzeiten besitzen, die in einem einfachen ganzzahligen Verhältnis zur Umlaufzeit des Jupiters stehen (Kommensurabilität der Umlaufzeiten). Offensichtlich existieren in diesen Ringzonen keine stabilen Umlaufbahnen, da die Objekte hier in regelmäßigen Abständen Störkräfte erfahren, die schließlich nach Millionen Jahren die Objekte in andere Bahnen zwingen (Änderung der Exzentrizität und/oder Inklination). Die Zonen werden als Kommensurabilitätslücken oder nach dem Entdecker als Kirkwood-Lücken bezeichnet.

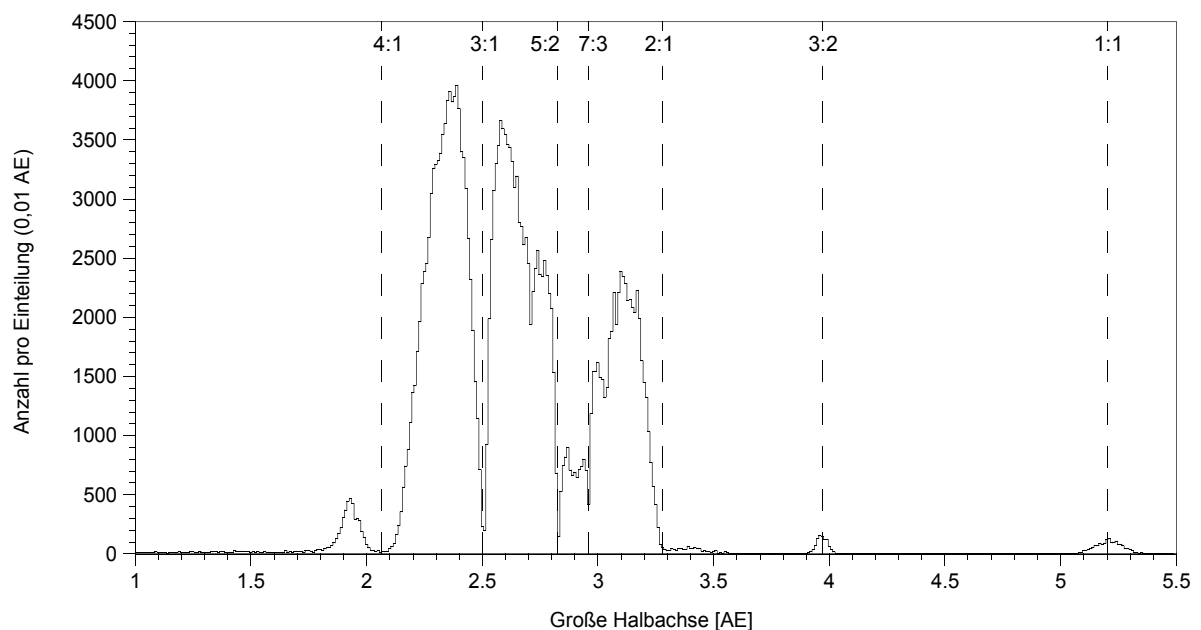


Abb. 1.1: Verteilung der großen Halbachsen von 237.215 Asteroiden. Die Isolinien kennzeichnen die Anzahl der Umläufe relativ zu Jupiter (Resonanz in der mittleren Bewegung).

In der Ringzone, in der die stärksten Störeinflüsse durch Jupiter entstehen, bei der 1:1 Resonanz, befindet sich eine als Trojaner bezeichnete Asteroidengruppe. Ihre Bahnen sind stabil, da sie sich nahe der Lagrangepunkte L4 und L5 aufhalten. Sie gehen Jupiter in der Bahn um  $60^\circ$  voraus bzw. nach (Achilles- bzw. Patroclus-Gruppe). Weitere Stabilisierungseffekte werden bei der 3:2 Resonanz beobachtet, deren Ursache jedoch bislang nicht gänzlich geklärt ist [101]. Die hier ansässigen Asteroiden werden als Hilda-Gruppe bezeichnet.

Im Gegensatz zu den Asteroiden sind Kometen aufgrund ihrer hellen Erscheinung seit dem Altertum bekannt. Bereits 1472 wurden durch Regiomontanus Winkeldurchmesser von Kometen gemessen. 1577 bestimmte Tycho Brahe erstmals die Entfernung zu einem Kometen. Edmund Halley gelang es schließlich 1682, die damalige Erscheinung des später nach ihm benannten Kometen mit früheren Beobachtungen aus den Jahren 1607, 1531 und 1456 in Verbindung zu bringen und seine Bahn zu bestimmen und vorherzusagen [58].

Man geht davon aus, dass die Kometen ihren Ursprung einerseits in den oben beschriebenen Kometesimalen zwischen den Proto-Planeten Jupiter und Neptun haben, jedoch aufgrund gravitativer Störungen durch Proto-Uranus und Proto-Neptun das äußere Planetensystem verließen und die umgebende Kometenwolke bevölkerten oder ganz aus dem Sonnensystem verschwanden. Die nach Oort benannte Kometenwolke dehnt sich wahrscheinlich über eine Entfernung von  $10^5$  AE aus und umfasst etwa  $10^{12}$  kilometergroße Kometen [76]. Durch gravitative Störungen vorbeiziehender Sterne und interstellarer Molekülwolken können diese Kometen auch wieder ins innere Sonnensystem in Form langperiodischer Kometen gelenkt werden.

Andererseits entstanden im äußeren Sonnensystem, außerhalb der Neptunbahn, Kometen, die den so genannten Kuiper-Gürtel bevölkern. Diese Kometen verharren vermutlich seit ihrer Entstehung in diesem Gebiet, da die gravitativen Störungen durch die Protoplaneten hier nicht groß genug waren. Neptun kann ihre Bahnen jedoch stören und die KBOs (engl. „Kuiper Belt Objects“) auf kurzperiodische Bahnen ins innere Planetensystem befördern. Der Kuiper-Gürtel beherbergt etwa  $10^{10}$  kilometergroße Kometen. Des Weiteren befindet sich im Bereich zwischen Jupiter und Neptun die Gruppe der Centauren (Perihel  $q < a_{Jupiter} = 5,2$  AE und  $a < a_{Neptun} = 30$  AE [76]). Man vermutet, dass es sich dabei ursprünglich um Kuiper-Objekte gehandelt haben muss, die infolge des Gravitationseinflusses der großen Planeten auf hochexzentrische Bahnen gedrängt wurden.

Fred L. Whipple schlussfolgerte 1950 aus der genauen Analyse von Kometenbahnen, dass auch nichtgravitative Kräfte einen Einfluss auf die Bahn ausüben [147]. Die bahnmechanische Modellierung erfolgte später durch Brian G. Marsden [92]. Die nichtgravitative Kraft entsteht durch Sublimationsprozesse und konnte mit dem Whipple'schen Kometenmodell begründet werden, einem „schmutzigen Schneeball“, bestehend aus einem festen, wenige Kilometer großen Kern aus etwa gleichen Masseanteilen Eis und Staub. In Sonnennähe sublimieren die flüchtigen Bestandteile an der Oberfläche des Kerns und bilden die Gascoma mit einem typischen Radius von  $10^5$  km. Die darin enthaltenen Moleküle werden infolge des Einflusses der Solarstrahlung ionisiert und durch Wechselwirkung mit dem Sonnenwind bildet sich ein  $10^7$ - $10^8$  km langer, antisolar gerichteter Plasmaschweif. Durch die Sublimation der flüchtigen Bestandteile an der Kernoberfläche werden auch feste Staub-

teilchen mitgerissen. Außerhalb der Koma wird ihre Bewegung durch den solaren Strahlungsdruck geprägt und es entsteht ein ähnlich langer Staubschweif. Während der Plasmaschweif aufgrund von Fluoreszenzleuchten für den irdischen Betrachter sichtbar ist, erscheint der Staubschweif aufgrund des an Staubteilchen gestreuten Sonnenlichts. Aus den Beobachtungen des Kometen Halley durch die Raumsonde GIOTTO ist bekannt, dass der Kometenkern anders als das Modell vermuten lässt von sehr dunkler Erscheinung ist. Möglicherweise beträgt der Masseanteil von Wassereis anders als von Whipple postuliert nur 10% (Reach et al., 2000 in [76]).

Neben den Asteroiden und Kometen werden auch die Übergangsobjekte unterschieden, die entweder erloschene Kometen (engl. „dead comets“) sind, deren Volatile bereits vollständig verdampft sind, oder ruhende Kometen (engl. „dormant comets“), die von einer isolierenden Schicht nicht-volatilen Materials umgeben sind. Letztere können durch ein Aufbrechen der Schicht wieder aktiv werden [86]. Beide Arten von Übergangsobjekten weisen sehr geringe Albedo auf ( $\sim 0,04$ ) und tragen möglicherweise mit 10% zur Population der erdnahen Asteroiden und Kometen bei [76]. Als Beispiel sei der Komet 107P/Wilson-Harrington genannt, der auf einer Aufnahme aus dem Jahr 1949 einen schwach ausgeprägten Schweif zeigt. 1992 wurde der bereits 1979 entdeckte Asteroid 1979VA erneut beobachtet, und man erkannte aus genaueren Bahndaten, dass er sich auf der gleichen Bahn wie 107P/Wilson-Harrington bewegt, und es sich um dasselbe Objekt handeln muss [70]. Umgekehrt können ruhende Kometen auch eine Reaktivierung erfahren, z.B. durch Einschläge, die die isolierende Oberflächenschicht durchdringen und damit ein erneutes Ausgasen ermöglichen.

In anderen Fällen können Kometen auch in mehrere Stücke zerbrechen, die unter Umständen zu klein sind, um noch beobachtet werden zu können, so dass die Objekte „verschwinden“. Ein Grund für das Auseinanderbrechen liegt in den bei nahen Vorbeiflügen an Planeten auftretenden Gezeitenkräften. Dadurch können Spannungen auftreten, die die innere Festigkeit übersteigen und zum Zerreißen des Kometen führen. Kometen, die sich mit weniger als 0,2 AE Entfernung der Sonne nähern (engl. „sun-grazer“), ereilt das gleiche Schicksal. Das spektakulärste Ereignis war die Kollision von P/Shoemaker-Levy 9 mit Jupiter im Juli 1994. Bereits im Juli 1992 war infolge eines nahen Vorbeifluges an Jupiter der Komet in wenigstens 26 Fragmente zerbrochen, die auf eine gemeinsame Umlaufbahn um Jupiter gelangten, um nach einem Umlauf auf Jupiter zu stürzen.

Es sind jedoch auch über 25 Kometen beobachtet worden, die ohne ersichtlichen Grund auseinander brachen. Diese Ereignisse sind unabhängig vom Orbit und Alter des Kometen, obgleich sie häufiger für langperiodische oder junge Kometen beobachtet wurden. Mögliche Ursachen können thermische Spannungen oder das Überschreiten einer kritischen Rotationsperiode sein, so dass die Fliehkraft die Kohäsionskraft übersteigt [78].

### 1.1.2 Erdnahe Objekte

Ein Teil der Asteroiden und Kometen wird der Population erdnahe Objekte (engl. „Near-Earth Objects“, NEOs) zugeordnet. NEOs besitzen Bahnen, deren Perihelabstand  $q < 1,3$  AE und Aphelabstand  $Q > 0,9833$  AE beträgt, was dem Perihelabstand der Erdbahn entspricht. Des Weiteren existieren Objekte, die sich vollständig im Inneren der Erdumlauf-

bahn aufhalten ( $Q < 0,9833$  AE). Sie werden als IEOs (engl. „Interior-Earth Objects“) bezeichnet und werden ebenfalls zu den NEOs gerechnet. Unter den bislang knapp 280.000 bekannten Asteroiden [15] befinden sich nur 3.169 erdnahe Asteroiden [55].

Die Bahnen von erdnahen Objekten sind instabil durch den Gravitationseinfluss der Planeten, wenn Zeiträume von  $10^7$  bis  $10^8$  Jahre betrachtet werden. Da die dynamische Lebenserwartung von NEOs kleiner ist als das Alter des Sonnensystems, muss einerseits eine beständigere Quelle existieren, die „neue“ Objekte liefert, und andererseits muss ein Teil der NEOs in die inneren Planeten einschlagen [49]. Bis in die 70er Jahre wurde angenommen, dass NEOs überwiegend erloschene Kometen seien, da zu diesem Zeitpunkt keine Erklärung für die Migration von Asteroiden des Hauptgürtels zu dem erdnahen Raum existierte. Erst später entdeckte man, dass die erdnahen Objekte größtenteils aus Fragmenten aus Kollisionen im Hauptgürtel hervorgehen [89]. Diese Fragmente werden entweder direkt in Folge der Kollision oder allmählich bedingt durch die thermische Strahlung (Yarkovsky-Effekt, s. Kap. 3.1.3) in Bahnen gedrängt, die Quellen zur Entstehung erdnahe Asteroiden (engl. „near-Earth Asteroids“, NEA) darstellen [44]. Die wichtigste Ursache für den Übergang aus den Quellbahnen in erdnahe Bahnen ist jedoch die Resonanz in der gegenseitigen Anziehung eines Hauptgürtelasteroiden und eines Planeten, vorwiegend Jupiter und Saturn. Liegt eine periodisch wiederkehrende Gravitationsstörung vor, so werden die Exzentrizitäten der Asteroidenbahnen zum Teil so stark vergrößert, dass sie die Bahnen von Mars oder sogar der Erde kreuzen. Die dominierenden Quellregionen für die Population erdnahe Asteroiden sind [12]:

- die 3:1 Resonanz in der mittleren Bewegung mit Jupiter (entspricht dem Verhältnis der Umlaufzeiten) – sie betrifft die Hauptgürtelasteroiden mit  $a \approx 2,5$  AE (s. Abb. 1.1),
- die  $\nu_6$  Resonanz – sie tritt auf, wenn die Präzession der Apsidenlinien von Asteroid und Saturn der gleichen Frequenz unterliegen,
- die die Marsbahn kreuzenden Asteroiden (aber nicht erdnah: Perihel  $q > 1,3$  AE) – sie verlassen den Hauptgürtel aufgrund von Resonanzen in der mittleren Bewegung mit Mars, beziehungsweise der 3-Körper-Bewegung Jupiter-Saturn-Objekt, und
- der äußere Hauptgürtel ( $a > 2,8$  AE) – hier treten diverse Resonanzen in der mittleren Bewegung mit Jupiter auf (5:2, 7:3, 9:4 und 2:1, s. Abb. 1.1) sowie zahlreiche 3-Körper-Resonanzen.

Zu den NEOs zählen neben den Asteroiden auch kurzperiodische Kometen (Umlaufdauer  $P < 200$  a), langperiodische Kometen ( $P > 200$  a) und die Übergangsobjekte. Für die Klassifizierung von Kometenbahnen wird häufig der Tisserand-Parameter bezüglich des Jupiters (Index J) bemüht, [12]

$$T_J = \frac{a_J}{a} + 2\sqrt{(1-e^2)\frac{a}{a_J}} \cos i, \quad (1.1)$$

mit der großen Halbachse  $a$ , der Exzentrizität  $e$  und Bahnneigung  $i$ . Die erdnahen Kometen (engl. „near-Earth Comets“, NEC) besitzen wie auch die NEAs verschiedene Quellregionen.

Zunächst wird eine Population ekliptischer Kometen unterschieden, die kleine Bahnneigungen besitzen und für die  $T_J > 2$  ist. Die ekliptischen Kometen haben ihren Ursprung in einer der Neptunbahn nachfolgenden Region. Dabei werden drei Unterregionen unterschieden [12]:

- die so genannte zerstreute Scheibe (engl. „scattered disk“) – eine Ansammlung hoch-exzentrischer Kometesimale in der Ekliptikebene, die auch als Centauren bezeichnet werden ( $q > a_{\text{Jupiter}} = 5,2 \text{ AE}$  und  $a < a_{\text{Neptun}} = 30 \text{ AE}$ ) [76],
- der Kuiper-Gürtel – eine Ansammlung von über  $10^{10}$  kilometergroßen Objekten auf wenig exzentrischen, geringfügig geneigten Bahnen, zwischen 30 und 100 AE [82], und
- die Oortsche Wolke – eine nahezu sphärische Wolke von Kometen, die sich über mehr als  $10^5 \text{ AE}$  Sonnenentfernung erstreckt und etwa  $10^{12}$  kilometergroße Objekte umfasst [76].

Die ersten beiden Regionen werden häufig unter dem Begriff Transneptun-Region zusammengefasst. Einige der ekliptischen Kometen erreichen Bahnen, die die des Jupiters kreuzen ( $2 < T_J \leq 3$ ). Sie werden deshalb als Jupiter-Familie-Kometen (JFC) bezeichnet. Diese JFCs besitzen eine vergleichsweise kurze dynamische Lebensdauer, da sie sich häufig mit geringer Relativgeschwindigkeit an Jupiter annähern ( $T_J \approx 3$ ) und daraufhin überwiegend aus dem inneren Sonnensystem „geschleudert“ werden oder in erdnahe Bahnen eintreten.

Eine weitere Quellpopulation für NECs befindet sich auf Trojaner-ähnlichen Bahnen, die jedoch sehr instabil sind. Aus Beobachtungsdaten konnte bisher nicht geklärt werden, ob es sich um Asteroiden oder erloschene beziehungsweise ruhende Kometen handelt [76]. Objekte, die infolge dynamischer Instabilitäten und Kollisionen aus den stabilen L4 und L5 Lagrange-Punkten des Jupiters austreten [93], können auf ähnliche Bahnen gelangen wie die JFCs.

Schließlich gibt es die Klasse der nahezu isotropen Kometen (engl. „nearly isotropic comets“, NIC). Die Bezeichnung isotrop bezieht sich auf die Bahnneigungen dieser Kometen, die zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  betragen. NICs setzen sich aus langperiodischen und kurzperiodischen (oder Halley-Typ-) Kometen zusammen, wobei für den Tisserand-Parameter  $T_J < 2$  gilt. Herkunftsorte sind die Oortsche Wolke und möglicherweise der Kuiper-Gürtel sowie die zerstreute Scheibe. Jährlich kommen etwa 12 NICs (mit  $H < 10,9$ ) aus der Oortschen Wolke dazu [86]. Durch Störungen vorbeiziehender Sterne und Molekülwolken oder durch den Einfluss galaktischer Gezeiten [94] können die NICs auf Bahnen gelangen, welche das innere Sonnensystem kreuzen.

Die aus den Quellregionen hervorgehenden NEOs werden drei Klassen zugeordnet:

- Apollo-Objekte – ihr Perihelabstand beträgt  $q < 1,0167$  AE, was dem Aphelabstand  $Q_{\oplus}$  der Erdbahn entspricht (etwa  $62 \pm 1$  % der NEOs [12]).
- Amor-Objekte – sie kreuzen die Marsbahn und ihr Perihel befindet sich zwischen  $1,0167 < q \leq 1,3$  AE (etwa  $32 \pm 1$  % der NEOs [12]). Sie können für die Erde gefährlich werden, wenn ihre Bahn durch den Einfluss der Planeten gestört wird.
- Aten-Objekte – sie umlaufen die Sonne überwiegend innerhalb der Erdbahn. Ihr sonnenfernster Punkt ist  $Q > 0,9833$  AE =  $q_{\oplus}$  (etwa  $6 \pm 1$  % der NEOs [12]).

Auf die IEOs ( $Q < 0,9833$  AE) entfallen etwa 2 % aller NEOs [12]. Bisher wurden jedoch erst zwei erdinnere Asteroiden entdeckt: 2003 CP20 und 2004 JG6. Möglicherweise handelt es sich bei dem unzureichend bestimmten 1998 DK36 um einen weiteren Vertreter dieser Gruppe.

Die prozentualen Anteile an der Gesamtpopulation entstammen einer Studie [12], in der ausgehend von jeder der oben beschriebenen Quellregionen eine Modellpopulation von Objektbahnen numerisch integriert wurde. Testobjekte, die aus den Quellregionen in erdnahe Bahnen gelangten, wurden solange verfolgt, bis sie in die Sonne oder einen Planeten einschlugen oder aus dem inneren Sonnensystem verschwanden, überwiegend in Folge eines nahen Vorbeiflugs an Jupiter. Die Verweildauer der Testobjekte auf NEO-Bahnen wurde als Funktion der Bahnelemente  $a$ ,  $e$  und  $i$  für die jeweilige Quellpopulation in Form von Verteilungsfunktionen  $N_{Quelle,k}(a, e, i)$  erfasst. Die Verteilungsfunktion aller NEOs folgt aus einer Gewichtung [11]

$$N_{NEO} = \sum_k \alpha_k N_{Quelle,k}(a, e, i). \quad (1.2)$$

Die Gewichtungsfaktoren  $\alpha_k$  wurden aus dem Vergleich der Modellpopulation zur korrigierten beobachteten NEO-Population gewonnen. Eine Korrektur der Beobachtungspopulation ist aufgrund der spezifischen Suchstrategie, der beobachtbaren Helligkeit und weiterer Systemmerkmale einer Suchkampagne bzw. eines bestimmten Teleskops notwendig [11]. Als Ergebnis dieser Studie entstammen etwa 60 % der NEOs aus dem inneren Hauptgürtel ( $v_6$ :  $\approx 37 \pm 8$  % und 3:1 Resonanz:  $\approx 23 \pm 8$  %),  $\approx 25 \pm 3$  % kommen aus dem zentralen Hauptgürtel ( $2,5$  AE  $< a < 2,8$  AE),  $\approx 8 \pm 1$  % kommen aus dem äußeren Hauptgürtel ( $a > 2,8$  AE und  $q < 2,4$  AE) und weitere  $\approx 6 \pm 4$  % haben ihren Ursprung in der JFC-Region ( $2 < T \leq 3$ ) und resultieren somit aus ekliptischen Kometen und Trojanern. Die nahezu isotropen Kometen ( $T_J < 2$ ) fanden in dieser Studie keine Berücksichtigung.

### 1.1.3 Gefahr durch Asteroiden und Kometen

Seit der Entdeckung von 1862 Apollo, dem ersten erdbahnkreuzenden Asteroiden, durch Reinmuth im Jahre 1932 ist der Menschheit allmählich bewusst geworden, dass die Bahn der Erde durch einen Schwarm von Asteroiden und Kometen verläuft. Es wurde ebenfalls

erkannt, dass die Bahnen der erdkreuzenden Objekte derart gestört werden können, dass sie die Erdbahn schneiden und sogar mit der Erde kollidieren können.

Trotz der Tatsache, dass Kollisionen erdnahe Objekte die Geschichte der Erde ständig begleiteten, gab es bis 1980 nur wenig Bedenken in Bezug auf kommende Kollisionen. Das Interesse wurde jedoch erheblich durch die Arbeit von Alvarez et al. [3] geweckt. Darin wird behauptet, dass das Massensterben der Dinosaurier und anderer Lebensformen vor 65 Millionen Jahren auf einen Asteroiden- oder Kometeneinschlag zurückzuführen ist.

Eine eindrucksvolle Bestätigung der Gefährdung durch Kometen trat während dem 16. und 22. Juli 1994 auf, als wenigstens 26 Fragmente des Kometen P/Shoemaker-Levy 9 mit Jupiter kollidierten. Die Fragmente waren bis zu 2 km im Durchmesser und das Ausmaß der Einschläge in Jupiters Atmosphäre übertraf sämtliche Erwartungen. Dieses Ereignis zeigte eindeutig, dass erdnahe Objekte nicht nur planetare Bahnen kreuzen, sondern auch mit verheerenden Folgen mit den Planeten kollidieren.

Die Frequenz derartig großer Einschläge ist äußerst gering. Kleinere Objekte kollidieren jedoch wesentlich häufiger mit der Erde und erzeugen dabei Schäden, die in bewohnten Regionen nicht tolerierbar sind. Erst kürzlich wurde 2002 MN, ein etwa 80 m großer NEA, bei seinem Vorbeiflug an der Erde in nur 120.000 km Entfernung entdeckt. Im Falle einer Kollision wäre das Objekt vermutlich in geringer Atmosphärenhöhe explodiert, einhergehend mit der Verwüstung von mehreren Tausend Quadratkilometern Fläche. Dies entspricht etwa den Auswirkungen des Meteoreinschlags von 1908 in der Nähe des Tunguska-Flusses in Sibirien. Damals explodierte ein 30-70 m großes Objekt über einem kaum besiedelten Gebiet, so dass lediglich 2.000 km<sup>2</sup> Wald vernichtet wurden. Ein vergleichbares Ereignis über einer Großstadt würde verheerende Folgen für die Bevölkerung bedeuten.

In Tabelle 1.1 sind die Wahrscheinlichkeiten einer Kollision von NEOs mit der Erde als Funktion der Objektgröße zusammengefasst. Glücklicherweise treten globale Katastrophen durch NEOs > 1 km nur äußerst selten auf, etwa einmal in 500.000 Jahren. Etwa zehnmal häufiger sind Einschläge von NEOs > 300 m, die erhebliche regionale Schäden verursachen können. Es muss betont werden, dass es sich um statistische Angaben handelt. Aus dem Tunguska-Einschlag im Jahr 1908 (40% Wahrscheinlichkeit pro Jahrhundert) kann nicht geschlossen werden, dass in diesem Jahrhundert kein weiterer Einschlag durch ein Objekt dieser Größe stattfindet.

Die Kollision eines Kometen oder Asteroiden mit der Erde gehört zwar zu den Naturkatastrophen, die mit der geringsten Wahrscheinlichkeit eintreten, gleichzeitig stellt sie aber die einzige Katastrophe dar, die zuverlässig vorhergesagt und eventuell abgewendet werden kann. In diesem Zusammenhang ist es nur besonnen und konsequent, einerseits Maßnahmen zu ergreifen, um eine Kollisionsgefahr durch geeignete NEO-Suchprogramme rechtzeitig zu identifizieren [134], dazu wurde z.B. 1996 durch den Europarat eine Richtlinie für die Mitgliedsstaaten und die ESA erlassen [42], und andererseits vorbereitend die Möglichkeiten zur Abwendung einer Kollision zu studieren. Letzteres ist Gegenstand dieser Arbeit.

NEO-Größe	Einschlagsenergie und Wirkungskreis	Wahrscheinlichkeit für dieses Jahrhundert	Potenzieller Schaden
> 10 km	$10^{14}$ t TNT global	< 0,0001 %	Massenaussterben, Aussterben der menschlichen Spezies
> 3 km	$1,5 \cdot 10^{12}$ t TNT global	< 0,002 %	Weltweite mehrjährige Klima/Ökologie-Katastrophe, Zerstörung der Zivilisation; die meisten Lebewesen sterben durch Nachwirkungen
> 1 km	$8 \cdot 10^{10}$ t TNT große Regionen und Atmosphäre	0,02 %	Regionale Zerstörung oder Zerstörung von Küstenstreifen (Tsunami), weltweite Klimaänderung, Auswirkung auf weltweite Zivilisation
> 300 m	$2 \cdot 10^9$ t TNT lokale Krater, regionale Zerstörung	0,2 %	Ca. 5 km großer Krater, Verwüstung der Fläche eines Kleinstaates oder Tsunami
> 100 m	$8 \cdot 10^7$ t TNT untere Atmosphäre oder Oberfläche, kleine Region	1 %	Explosion in geringer Atmosphärenhöhe oder auf Oberfläche, größere Auswirkung als durch bisherige Atomwaffen, regionale Verwüstung, ca. 1 km großer Krater
> 30 m	$2 \cdot 10^6$ t TNT Stratosphäre	40 %	Verwüstung durch Explosion in Stratosphäre, Schäden durch Druckwelle, Feuer in 10 km Umkreis, große Todeszahl bei dichter Besiedlung, z.B. Tunguska 1908
> 10 m	$10^5$ t TNT obere Atmosphäre	6 pro Jahrhundert	Als außergewöhnliche Explosion am Himmel wahrnehmbar, Glasbruch in Folge der Druckwelle, kein großer Schaden
> 3 m	$2 \cdot 10^3$ t TNT obere Atmosphäre	2 pro Jahr	Grelle Explosion am Himmel, kann fälschlich als atomare Explosion gedeutet werden
> 1 m	$10^2$ t TNT obere Atmosphäre	40 pro Jahr	Explosion mit Helligkeit der Sonne (für 1 Sekunde), harmlos
> 0,3 m	2 t TNT obere Atmosphäre	1000 pro Jahr	Als „Feuerball“ am Himmel sichtbar, harmlos

Tab. 1.1: Wahrscheinlichkeit und Schaden für Einschläge in Abhängigkeit der Objektgröße, nach [27]. Bei der Explosion von 1 t TNT wird eine Energie von  $4,184 \cdot 10^9$  J frei.

## 1.2 Bisherige Arbeiten und Zielsetzung dieser Arbeit

Die Forschung auf dem Gebiet der Kollisionsabwendung ist noch sehr jung und wurde durch die bereits zitierte Arbeit von Alvarez et al. [3] im Jahre 1980 mit initiiert. Bereits seit den 90iger Jahren finden regelmäßig internationale Veranstaltungen zu der Thematik statt, z.B. der „Near-Earth Object Interception Workshop“ 1992, der „Planetary Defense Workshop“ 1995, oder der „NASA Workshop on the Scientific Requirements for Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids“ 2002. Die Publikationen zur Thematik sind so zahlreich, dass hier nur eine unvollständige summarische Zusammenfassung erfolgen kann. Zumeist sind die Veröffentlichungen auf einen der folgenden Teilaspekte der NEO-Kollisionsabwendung ausgerichtet (eine Diskussion der genannten Quellen erfolgt in der Arbeit):

- die Bahneigenschaften und die Beobachtbarkeit von NEOs und Kollisionsobjekten, z.B. [11, 12, 29, 134],
- den Missionsentwurf zu NEOs, z.B. [32, 75, 110], bzw. zu Kollisionsobjekten [37],
- die Analyse des Impulsbedarfs zur NEO-Bahnbeeinflussung, z.B. [23, 108, 141], und



- die Untersuchung von Technologien zur Bahnbeeinflussung oder Objektzerstörung, z.B. [2, 47, 56, 96, 111, 119, 122, 125, 126, 129, 132, 137].

Bisher wurde jedoch kaum untersucht, wie sich die Teilaspekte untereinander bedingen. Dies ist jedoch essentiell, um z.B. zu untersuchen, welche Typen von Asteroiden und Kometen im Falle einer Kollisionsgefahr abgewendet werden können. In dieser Arbeit sollen deshalb alle Aspekte Berücksichtigung finden, ihre Schnittstellen identifiziert und die resultierenden Abhängigkeiten untersucht werden. Die dabei verwendete Methodik ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Die gemeinsame Basis für die Untersuchungen ist eine Modellpopulation künstlicher Asteroiden und Kometen, die in Kapitel 2 gebildet wird. Dabei werden die derzeitigen Erkenntnisse zur bahndynamischen Evolution und zu den physikalischen Eigenschaften berücksichtigt. Bislang erfolgten Untersuchungen anhand der Bahndaten realer NEOs, indem durch eine geringfügige Änderung der Parameter eine Kollision erzwungen wurde, z.B. [23, 141], so dass mitunter nicht die typischen Bahneigenschaften gefährlicher Objekte wiedergegeben worden.

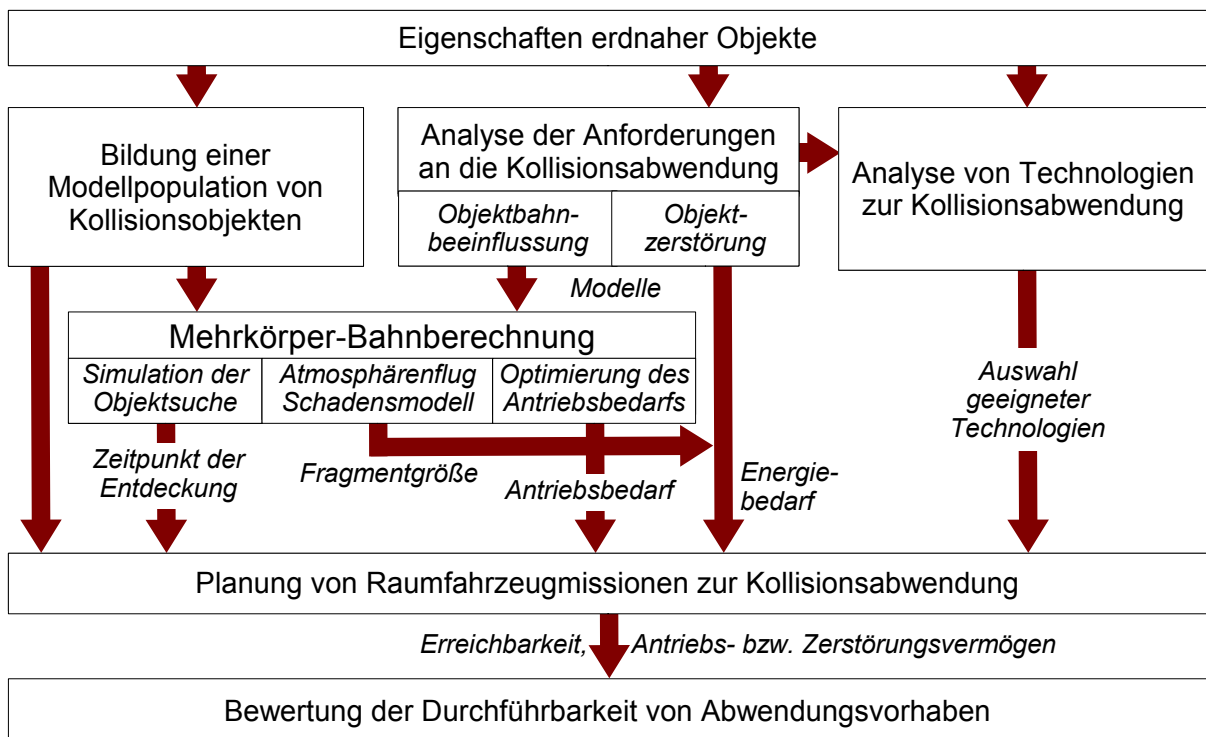


Abb. 1.2: Zur Erklärung von Methodik und Inhalt der Arbeit.

In Kapitel 3 werden numerische Methoden bereitgestellt, um die Bahnen der Modellobjekte unter dem Einfluss der Planeten, kleinerer Himmelskörper und weiterer nicht-gravitativer Störungen zu beschreiben und den Eintritt in die Erdatmosphäre zu simulieren. Mit diesen Modellen und Methoden kann eine objektspezifische und zeitabhängige Untersuchung des Missionsdesigns zur Beeinflussung gefährlicher Asteroiden und Kometen erfolgen. So wird z.B. aus der Bestimmung der Helligkeit eines Objektes entlang seiner Bahn auf den frühestmöglichen Zeitpunkt seiner Entdeckung geschlossen, die eine wesentliche Randbedingung für das Missionsdesign ist. Außerdem werden die Kollisionsschäden abgeschätzt, die durch die Modellobjekte oder ihre Fragmente entstehen.

Das Missionsdesign umfasst zunächst die Analyse der Missionsanforderungen in Kapitel 4. Das primäre Missionsziel ist die Änderung der Bahneigenschaften eines Asteroiden oder Kometen durch eine Satellitenmission, so dass das Objekt zum vermeintlichen Kollisionszeitpunkt die Erde verfehlt. Der dazu erforderliche Impulsbedarf wird in dieser Arbeit erstmalig unter Berücksichtigung aller Einfluss nehmenden Parameter ermittelt. Dabei wird insbesondere der Einfluss resonanter Bahnen analysiert. Als sekundäres Missionsziel wird die wesentlich energie-intensivere Zerstörung des Kollisionsobjektes untersucht. Als Randbedingung dient dabei die vom Modellobjekt abhängige maximale Fragmentgröße, für die der entstehende Schaden tolerierbar ist (s. Abb. 1.2).

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Missionscharakteristik (Kap. 5). Darin werden alternative Technologien zur Objektzerstörung bzw. Impulserzeugung für die NEO-Bahnbeeinflussung untersucht, wobei impulsive Methoden, z.B. Projektilbeschuss und nukleare Sprengung, und kontinuierliche Methoden, z.B. Ionentriebwerke und Sonnenspiegel, unterschieden werden. Jedes Verfahren wird im Anschluss an eine Beschreibung des Wirkprinzips auf die Abhängigkeiten von den Objekteigenschaften untersucht, um die objektspezifische Effizienz zu bestimmen. Daraus wird geschlossen, ob und in welchem Einsatzgebiet ein Verfahren Vorteile verspricht. Eine intensive Analyse erfolgt für den Sonnenspiegel (Kap. 5.5), da dieses Verfahren einen sehr hohen Nutzen verspricht [96] aber auch erhebliche Risiken birgt, die bisher nicht untersucht wurden.

In Kapitel 6 erfolgt der Missionsentwurf. Dazu werden zunächst numerische Methoden zur Bestimmung von energieoptimalen Raumfahrzeug-Transferbahnen zu den Modellobjekten bereitgestellt, welche impulsive elliptische bis hin zu Mehrfach-Gravity-Assist-Transfers sowie einfache kontinuierliche Transfers beinhalten. Nach einer Evaluierung dieser Programme erfolgt die Anwendung auf die Modellobjekte. Aufgrund der objektspezifischen und zeitabhängigen Untersuchung von Impulsbedarf und Missionsentwurf sind erstmalig Aussagen über die Erreichbarkeit von Kollisionsobjekten zu Zeiten eines geringen Impulsbedarfs und somit über die tatsächliche Durchführbarkeit einer Bahnbeeinflussungsmission möglich (Kap. 6.7).

Die Arbeit schließt mit einer zusammenfassenden Diskussion der Resultate in Kapitel 7, die auch Empfehlungen für weitergehende Arbeiten enthält.

## 2. Modellpopulation gefährlicher Asteroiden und Kometen

Als erdnahe Objekte werden alle Asteroiden, aktiven Kometen und Übergangsobjekte bezeichnet, deren Umlaufbahnen einen Perihelabstand  $q \leq 1,3$  AE und einen Aphelabstand  $Q \geq 0,9833$  AE besitzen. Einige wenige dieser Objekte gelten als potentiell gefährlich (engl. „potentially hazardous objects“, PHO). Dazu gehören die NEOs, deren Bahnen eine minimale Entfernung zur Erdbahn von weniger als 0,05 AE besitzen (engl. „minimal orbital intersection distance“, MOID) und die eine absolute Helligkeit  $H_{abs} < 22$  aufweisen. Dieser Helligkeitswert ist äquivalent zu einem Objektdurchmesser von  $110 \text{ m} \leq D_{NEO} \leq 240 \text{ m}$  für eine Albedo von  $0,25 \geq p_{Albedo} \geq 0,05$  (s. Gl. (2.9)). Objekte kleiner als ca. 100 m gelten demnach als nicht gefährlich, da sie überwiegend beim Eintritt in die Erdatmosphäre verglühen.

Die MOID einer Objektbahn ist nicht konstant. Sie kann sprunghaft infolge eines nahen Vorbeifluges an einem Himmelskörper oder allmählich durch säkulare Störungen von 0,05 AE bzw.  $7,5 \cdot 10^6$  km auf weniger als einen Erdradius ( $R_{\oplus} = 6.371$  km) verringert werden, so dass eine Kollision mit der Erde möglich ist, falls die Bahnpositionen von Erde und PHO zu einem bestimmten Zeitpunkt nahe genug beieinander liegen. Diese gefährlichen NEOs oder Kollisionsobjekte werden in dieser Arbeit untersucht. Entsprechend der Objektzugehörigkeit zur Gruppe der Asteroiden bzw. Kometen werden die äquivalenten Abkürzungen NEA bzw. NEC für die erdnahen Objekte und PHA bzw. PHC für die potentiell gefährlichen Objekte eingeführt.

Da zur Zeit keine realen Kollisionsobjekte bekannt sind, müssen die Analysen zur Kollisionsabwendung anhand einer virtuellen Population von Kollisionsobjekten erfolgen. Dazu werden nachfolgend die Bahneigenschaften von PHOs diskutiert und eine Modellpopulation von Kollisionsbahnen abgeleitet. Im Anschluss werden diejenigen physikalischen Eigenschaften erdnahe Objekte zusammengefasst, die für die Modellrechnungen und analytischen Betrachtungen wesentlich sind, und den Objekten der Modellpopulation zugewiesen. Das Kapitel schließt mit einer Analyse der Beobachtbarkeit der Modellobjekte, aus der die Vorwarnzeit, also der Zeitraum zwischen der Entdeckung und der Kollision, bestimmt wird.

### 2.1 Bahneigenschaften

In der Literatur werden zur Untersuchung von Kollisionsobjekten häufig reale erdnahe Objekte herangezogen, indem durch eine geringfügige Änderung ihrer Bahnparameter eine virtuelle Kollision erzwungen wird, z.B. [23, 141]. Numerische Simulationen zur bahn-dynamischen Evolution von Asteroiden zeigen jedoch, dass die Bahneigenschaften von Impaktoren deutlich verschieden sein können [29]. Um diese Vielfalt an Kollisionsbahnen zu berücksichtigen, wird eine Untermenge der in [29] untersuchten virtuellen PHAs gebildet und der Modellpopulation in dieser Arbeit zugrunde gelegt. Die Wahl eben dieser PHA-Population erfolgt aufgrund der sorgfältigen Modellierung aller bekannten Quellregionen und Störeinflüsse, die ein umfangreicheres Abbild der realen Population verspricht als das aus der eingeschränkten erdgebundenen Beobachtung gewonnene Bild [11]. Die Populationen in [11] und [29] sind miteinander verwandt, indem die erste etwa  $10^6$  virtuelle NEAs umfasst und die zweite eine Unterpopulation daraus mit etwa 58.000 PHAs darstellt.

In [29] wird bereits eine Population von Kollisionsasteroiden diskutiert, die jedoch in dieser Arbeit keine Verwendung findet. Diese Asteroiden wurden basierend auf dem Anteil der Umlaufdauer, den sie innerhalb des effektiven Kollisionsquerschnitts der Erdbahn verweilen, ausgewählt. Aufgrund der gravitativen Anziehung der Erde ist dieser Querschnitt größer als die projizierte Fläche der Erdkugel. Ihr Radius  $R_{\text{Kollision}}$  ist abhängig von der hyperbolischen Überschussgeschwindigkeit des Objektes  $v_{\text{HE}}$  bezüglich der Erdbahngeschwindigkeit, [5]

$$R_{\text{Kollision}} = \frac{R_{\oplus}}{v_{\text{HE}}} \sqrt{v_{\text{HE}}^2 + \frac{2\mu_{\oplus}}{R_{\oplus}}}, \quad (2.1)$$

mit dem Erdradius  $R_{\oplus}$  und dem Gravitationsparameter der Erde  $\mu_{\oplus} = 3,986 \cdot 10^{14} \text{ m}^3/\text{s}^2$ . Für erdähnliche Bahnen kann der Aufenthaltsanteil wenige Prozent betragen, während sich potentiell gefährliche Kometen zum Teil nur  $10^{-7} \%$  ihrer Umlaufdauer in dieser Zone aufhalten. Diejenigen PHAs, die einen großen Anteil und somit eine große Kollisionswahrscheinlichkeit aufweisen, werden in [29] als Impaktoren deklariert. Innerhalb dieser Diskussion wird bewusst der Begriff Impaktor verwendet, um eine Verwechslung mit der noch näher zu definierenden Modellpopulation von Kollisionsobjekten zu vermeiden.

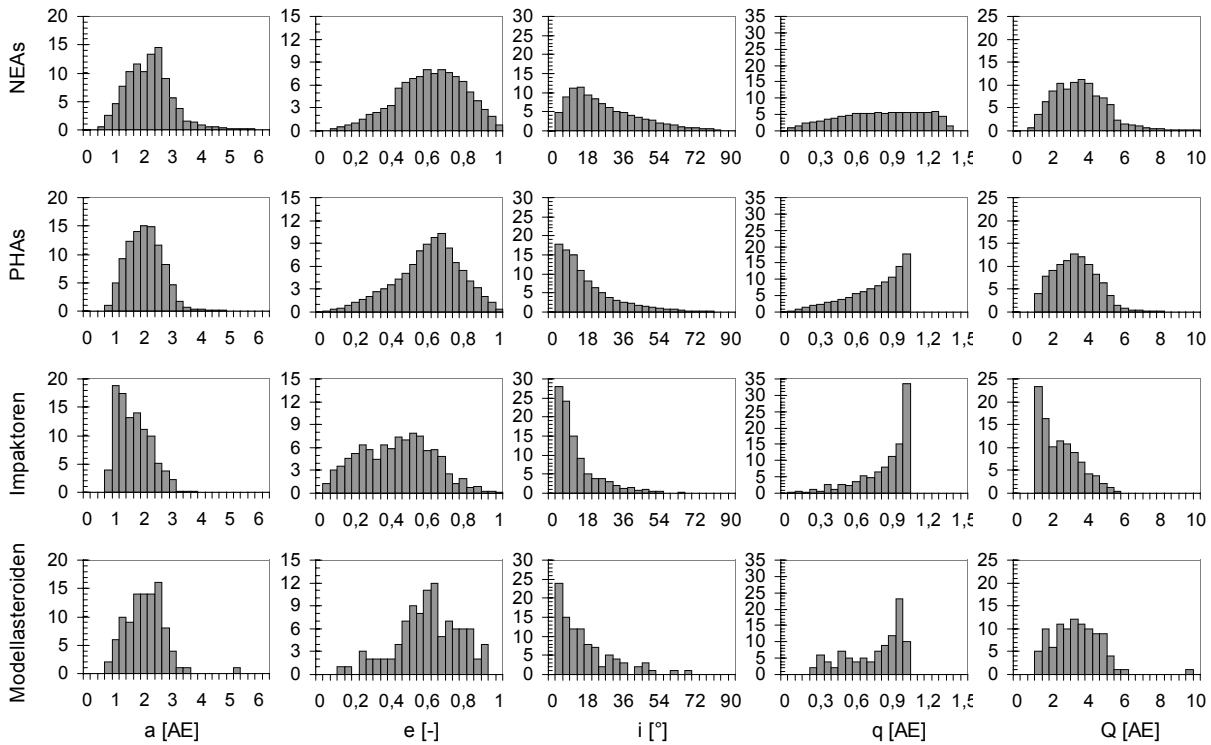


Abb. 2.1: Prozentuale Häufigkeit der Bahnelemente  $a$ ,  $e$ ,  $i$ ,  $q$ ,  $Q$  von NEAs, PHAs, Impaktoren [29] und Modellasteroiden.

In Abbildung 2.1 werden die relativen Häufigkeitsverteilungen der Bahnelemente  $a$ ,  $e$ ,  $i$ ,  $q$  und  $Q$  für die Populationen von NEAs, PHAs und Impaktoren miteinander verglichen. Aufgrund der oben beschriebenen Vorgehensweise sind relativ viele Asteroiden mit erdähnlichen Bahnen unter den Impaktoren, also Objekte mit  $a \cong 1 \text{ AE}$ , geringer Exzentrizität und geringer Inklination. Der Anteil an Objekten mit Inklinationen  $i < 5^\circ$  beträgt 38% und etwa 23% der Impaktoren sind Aten-Objekte. Des Weiteren existieren relativ viele Impaktoren, die sich nahezu tangential oder mit geringem Winkel der Erdbahn nähern. Demnach besitzen

11% aller Impaktoren ein  $Q < 1,05$  AE und 38% ein  $q > 0,95$  AE. Bemerkenswert ist, dass 53% der Impaktoren hyperbolische Überschussgeschwindigkeiten  $< 10$  km/s aufweisen, unter den PHAs besitzen nur 15% diese Eigenschaft. Alle beschriebenen Eigenschaften der Impaktoren sind direkte Folgen aus dem Auswahlkriterium der prozentualen Verweildauer im effektiven Kollisionsquerschnitt der Erde.

Die in dieser Arbeit zu untersuchende Population von Kollisionsobjekten ist aufgrund der Komplexität der Untersuchung auf wenige Objekte begrenzt. Diese sollen jedoch die gesamte Bandbreite an Kollisionsbahneigenschaften aufweisen, so dass die Kollisionswahrscheinlichkeit der Bahntypen in dieser Arbeit nicht berücksichtigt und von der Verwendung der Impaktorpopulation aus [29] abgesehen wird. Stattdessen erfolgt eine zufällige Auswahl an Bahnparametern aus der PHA-Population in [29], s. Abb. 2.1 unten. Diese Parameter werden im Anschluss an die Diskussion weiterer Objekteigenschaften in Tabelle 2.4 zusammengefasst.

Weiter wird aufgrund des Auswahlverfahrens in [29] eine Gefährdung durch Kometen vernachlässigt. Das ist zwar statistisch zulässig, da zum Beispiel die Wahrscheinlichkeit eines Einschlags durch einen langperiodischen Kometen nur 1% beträgt [134]. Dennoch sollen Kometen in dieser Arbeit Berücksichtigung finden, da sie aufgrund ihrer Beschaffenheit und Bahneigenschaften gänzlich von den Asteroiden verschieden sind und ein anderes Vorgehen zur Abwendung der Gefahr erfordern.

### **Bestimmung der Kollisionsbahnen**

Derzeit sind nur 66 erdnahe Kometen bekannt [54], wobei nur für 60 kurzperiodische Kometen eine genaue Bahnbestimmung vorliegt [150]. Unter den NECs befindet sich nur ein langperiodischer Komet: 153P/Ikeya-Zhang. Aus der sehr kleinen NEC-Population werden die Bahnelemente  $a$ ,  $e$  und  $i$  von 5 Kometen so ausgewählt, dass durch die Auswahl ein großes Spektrum an Bahntypen wiedergegeben wird. Außerdem werden aus der PHA-Population in [29] weitere 100 Sätze von Bahnelementen nach dem Zufallsprinzip ausgewählt. Der jeweilige Datensatz besteht aus den Bahnparametern  $a$ ,  $e$  und  $i$ , die im heliozentrisch-ekliptischen Koordinatensystem gegeben sind. Die zur eindeutigen Beschreibung einer Objektbahn notwendigen weiteren drei Elemente  $v$ ,  $\omega$  und  $\Omega$  sind kein Bestandteil der Datenbank, da das Argument des Perihels  $\omega$  und die Länge des aufsteigenden Knotens  $\Omega$  starken Schwankungen unterworfen und daher für eine Statistik nicht aussagekräftig sind. Die wahre Anomalie  $v$  ist eine Funktion der Zeit und kann ebenfalls nicht statistisch erfasst werden. (Für eine Erklärung der Bahnelemente s. Anhang A).

Die Betrachtung erfolgt im heliozentrisch-ekliptischen Koordinatensystem (HKS), dessen Ursprung im Schwerpunkt der Sonne liegt. Die z-Achse ist parallel zum mittleren Drehimpulsvektor der Erdbahn gerichtet und die x-Achse zeigt in Richtung des Frühlingspunktes, jeweils für die Referenzepoche J2000 (1.1.2000, 12:00:00 UTC) [140].

Die fehlenden Elemente müssen aus Randbedingungen abgeleitet werden, die aus der Kollision des Objektes mit der Erde zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_{\text{Koll}}$  folgen. Für die vereinfachte Annahme von Massepunkten, die einzig unter dem Gravitationseinfluss der Sonne stehen, folgt die Position des Objekts aus der Position der Erde,

$$\vec{r}_{Obj.}(t_{Koll.}) = \vec{r}_A(t_{Koll.}). \quad (2.2)$$

Es werden zwei mögliche Werte für die wahre Anomalie zum Kollisionszeitpunkt gewonnen,

$$\cos v = \frac{a_{Obj.}(1 - e_{Obj.}^2)}{r_{Obj.} e_{Obj.}} - \frac{1}{e_{Obj.}}, \quad 0 \leq v_1 \leq \pi \quad \text{und} \quad v_2 = 2\pi - v_1. \quad (2.3)$$

Zur Bestimmung des Arguments des Perihels  $\omega$  wird zunächst angenommen, dass sich die Erdbahn in der Ekliptikebene befindet. Tatsächlich ist sie um etwa  $0,00005^\circ$  gegenüber der Ekliptik geneigt und der daraus folgende maximale Abstand zwischen Erdmittelpunkt und Ekliptikebene beträgt etwa 130 km. Bezüglich des Erdradius von 6.371 km ist dieser Abstand allerdings klein und wird daher vernachlässigt. Damit folgt für ein beliebiges inkliniertes Kollisionsobjekt ( $i \neq 0$ ), dass es zum Zeitpunkt  $t_{Koll.}$  beim Durchgang entweder durch den aufsteigenden Knoten oder durch den absteigenden Knoten mit der Erde kollidiert. Deshalb muss die Summe aus  $v(t_{Koll.})$  und  $\omega$  ein Vielfaches von  $\pi$  sein,

$$\omega_{i,1} = 2\pi - v_i \quad \text{und} \quad \omega_{i,2} = \pi - v_i \quad \text{mit} \quad i = 1, 2. \quad (2.4)$$

Die letzte Unbekannte, die Länge des aufsteigenden Knotens  $\Omega$ , entspricht dem aus der nördlichen Hemisphäre betrachteten Winkel zwischen Frühlingspunkt  $\vec{Y} = (1 \ 0 \ 0)^T$  und Positionsvektor zum Kollisionszeitpunkt,

$$\Omega_1 = \angle(\vec{Y}, \vec{r}_{Obj.}) \quad \text{und} \quad \Omega_2 = \Omega_1 + \pi. \quad (2.5)$$

Damit ergeben sich aus einem Datensatz ( $a, e, i$ ) vier Kollisionsbahnen ( $v_k, \omega_{k,l}, \Omega_l$ , mit  $k = 1, 2$  und  $l = 1, 2$ ). Abbildung 2.2 zeigt diese Bahnen als Projektion in die Ekliptik. Aufgrund der Symmetrie zur Ekliptikebene sind nur zwei Bahnen sichtbar. Für die Modellrechnungen wird nur eine der vier möglichen Bahnen benötigt. Die Auswahl erfolgt per Zufallsprinzip.

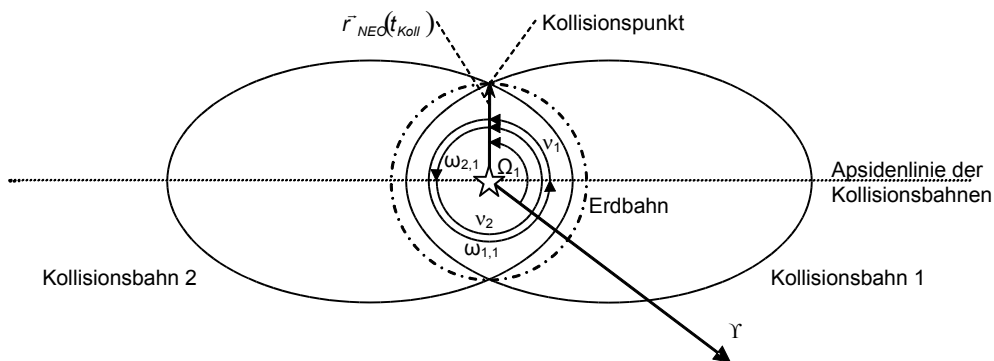


Abb. 2.2: Projektion der vier Kollisionsbahnen in die Ekliptikebene.

Für die Bahnintegration werden kartesische Koordinaten im HKS benötigt. Dazu erfolgt zunächst die vektorielle Darstellung der Kollisionsbahneigenschaften im perifokalen Koordinatensystem (PKS),

$$\vec{r}_{PKS} = \begin{pmatrix} a(1-e^2)\cos\vartheta/(1+e\cos\vartheta) \\ a(1-e^2)\sin\vartheta/(1+e\cos\vartheta) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_{PKS} = \begin{pmatrix} -\sqrt{\mu_{Sun}a^{-1}(1-e^2)^{-1}}\sin\vartheta \\ \sqrt{\mu_{Sun}a^{-1}(1-e^2)^{-1}}(e+\cos\vartheta) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

$\mu_{Sun} = 1,327 \cdot 10^{20} \text{ m}^3/\text{s}^2$  bezeichnet den Gravitationsparameter der Sonne. Das PKS wird durch die Bahnebene des Objektes aufgespannt. Die x-Achse zeigt zum Perihel und die y-Achse ist um  $90^\circ$  in Umlaufrichtung gedreht und liegt in der Bahnebene. Die z-Achse komplettiert ein Rechtssystem. Die Matrix **A** zur Transformation vom PKS in das HKS ist [140]

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega)\cos(\omega) - \sin(\Omega)\sin(\omega)\cos(i) & -\cos(\Omega)\sin(\omega) - \sin(\Omega)\cos(\omega)\cos(i) & \sin(\Omega)\sin(i) \\ \sin(\Omega)\cos(\omega) + \cos(\Omega)\sin(\omega)\cos(i) & -\sin(\Omega)\sin(\omega) + \cos(\Omega)\cos(\omega)\cos(i) & -\cos(\Omega)\sin(i) \\ \sin(\omega)\sin(i) & \cos(\omega)\sin(i) & \cos(i) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Damit folgt für die Darstellung im HKS

$$\vec{r}_{HKS} = \mathbf{A}\vec{r}_{PKS} \quad \text{und} \quad \vec{v}_{HKS} = \mathbf{A}\vec{v}_{PKS}. \quad (2.8)$$

Nach Anwendung der Gleichungen (2.2) bis (2.8) liegen zu jedem Objektdatensatz ( $a$ ,  $e$ ,  $i$ ) die Positions- und Geschwindigkeitsvektoren einer von ursprünglich vier Kollisionsbahnen zum Kollisionszeitpunkt vor. Diese werden im Zweikörpersystem Sonne-Objekt bis zum Verlassen der Erdeinflusssphäre rückwärts integriert ( $\Delta t < 5 \text{ d}$ ), da andernfalls durch den Einfluss der Erdgravitation eine Veränderung der Bahneigenschaften erfolgt. Danach erfolgt die Rückwärtsintegration im Mehrkörpersystem bis zum gemeinsamen Ausgangspunkt (1.1.2005,  $45 \text{ a} < \Delta t < 55 \text{ a}$ ). Die Wahl des Kollisionszeitpunktes wird in Kapitel 2.2.2 diskutiert und eine Beschreibung des Bahnintegrators erfolgt in Kapitel 3.1.

## 2.2 Weitere Eigenschaften

Neben den Bahneigenschaften erfolgt nun die Zuweisung typischer physikalischer Eigenschaften zu den Modellobjekten. Es werden jedoch nur diejenigen Eigenschaften berücksichtigt, die für die nachfolgenden Modellrechnungen und Analysen relevant sind. Eine ausführliche Dokumentation des derzeitigen Wissens findet sich zum Beispiel in den Sachbüchern „Asteroids III“ [13] und „Comets II“ [45] und den zitierten Quellen.

### 2.2.1 Objektgröße und Häufigkeit

Asteroiden weisen evolutionsbedingt sehr unterschiedliche Größen im Bereich weniger Meter bis zu einigen hundert Kilometern auf. Ein Zusammenhang zwischen Objektgröße und Häufigkeit erdnaheer Asteroiden wird zwar beobachtet, ist jedoch besonders für kleinere Objekte noch nicht vollständig geklärt. Zur Untersuchung dieses Zusammenhanges existieren unterschiedliche Vorgehensweisen, deren Resultate in Abbildung 2.3 zusammengefasst sind. Die älteste Methode bedient sich der Kraterzählung auf dem Mond (Kurven nach Werner et al., 2001 in Abb. 2.3). Dabei werden Objektdurchmesser aus der Kratergröße geschätzt und über angenommene Albedo (hier 0,11 und 0,25) in absolute Helligkeiten umgerechnet, s. Gl. (2.9). Aus dem Vergleich der aus der Kratergrößen-

häufigkeit gewonnenen Impaktorpopulation zur bekannten Population wurde geschlossen, dass es einen Anstieg der Albedo für abnehmende Objektgrößen gibt.

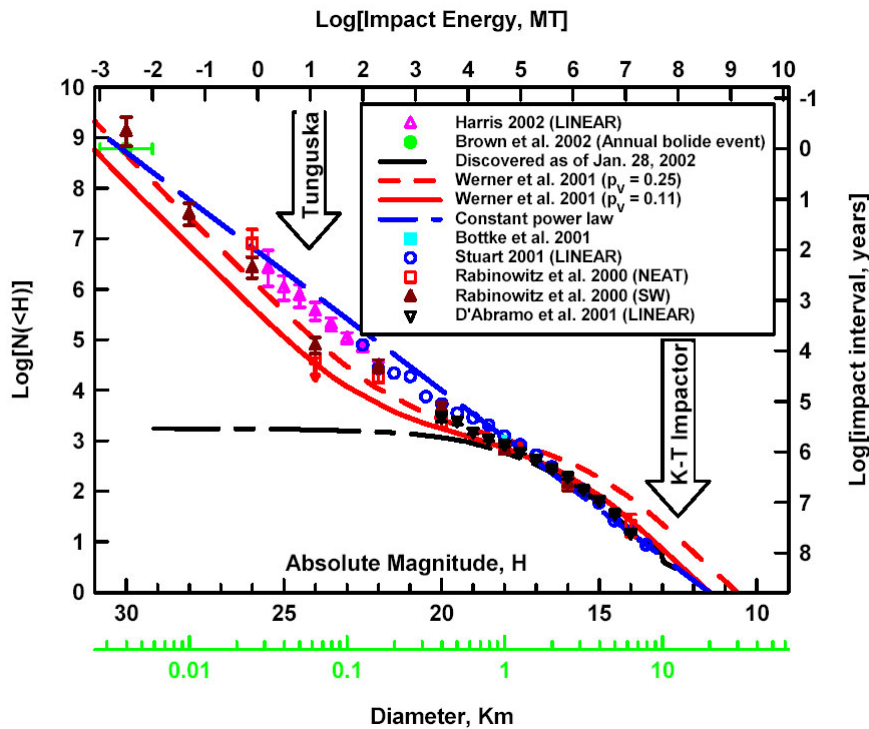


Abb. 2.3: Die Verteilung der kumulativen Anzahl  $N$  erdnaher Asteroiden als Funktion der absoluten Helligkeit  $H_{abs}$  [134].

Eine andere Methode besteht darin, zunächst den prozentualen Anteil der Population abzuschätzen, der durch eine definierte Suchkampagne in einem bestimmten Zeitraum entdeckt wird. Gleichzeitig wird die tatsächlich mit dieser Kampagne entdeckte Population korrigiert. Dies ist notwendig, da zum Beispiel Bewölkung und Vollmond die irdische Suche beeinträchtigen. Aus beiden Informationen kann auf die tatsächliche Population geschlossen werden. Die Ergebnisse aus diesem Vorgehen sind in Abbildung 2.3 zusammengestellt und stammen von Rabinowitz et al. (2000) anhand der Spacewatch und NEAT Beobachtungen, von Bottke et al. (2001) ebenfalls anhand der Spacewatch Daten, und von Stuart (2001) anhand der Beobachtungen mit dem LINEAR Suchprogramm [134]. Neben weiteren Größenverteilungen aus anderen Vorgehensweisen enthält Abbildung 2.3 auch eine Kurve, die die Population der bis zum 28. Januar 2002 entdeckten Objekte wiedergibt.

Ausgehend von diesen Kurven existieren etwa 900 bis 1.300 erdnahe Asteroiden mit  $D > 1.000$  m. Bis Januar 2005 wurden 757 NEAs dieser Größe entdeckt ( $H_{abs} \leq 18$ ) [55], so dass bereits 84 bis 58 % aller Asteroiden dieser Größe als gefunden gelten, respektive. Für die kleineren Objekte ist diese Suchvollständigkeit wesentlich geringer. Zum gleichen Zeitpunkt sind nur etwa 2.800 NEAs mit  $D > 60$  m bekannt ( $H_{abs} \leq 24$ ) [55]. Die vermutete Gesamtzahl beläuft sich jedoch auf mindestens 100.000 (s. Abb. 2.3), entsprechend einer Vollständigkeit  $< 3$  %.

In Abbildung 2.3 ist außerdem der Zusammenhang zwischen absoluter Helligkeit  $H_{abs}$  (engl. „absolute Magnitude“) und Objektgröße dargestellt. Ist neben  $H_{abs}$  aus optischen photo-



metrischen Beobachtungen auch die Albedo  $p_{\text{Albedo}}$  aus zusätzlichen Beobachtungen im thermischen Infrarot-Bereich bekannt, so folgt die Objektgröße zu [16]

$$D[km] = 1329 p_{\text{Albedo}}^{-0,5} 10^{-0,2H_{\text{abs}}} . \quad (2.9)$$

Aus photometrischen Beobachtungen in großen heliozentrischen Entfernungen ( $>3$  AE) können so auch die Kerngrößen von Kometen bestimmt werden, falls sie inaktiv sind und somit keine Koma besitzen. Unter der Annahme eines Albedobereiches  $0,02 \leq p_{\text{Albedo}} \leq 0,5$ , der einem radialen Fehlerfaktor von 5 entspricht, besitzen kurzperiodische Kometen Durchmesser zwischen 1 und 10 km und langperiodische Kometen zwischen 2 und 20 km (Roemer, 1966 in [78]), [136]. Aufgrund des festgestellten Auseinanderbrechens von Kometen müssen zwangsweise auch kleinere Bruchstücke existieren, die jedoch aufgrund ihrer geringen Größe bzw. des erloschenen Zustands nicht beobachtet werden.

Würde eine der diskutierten Größenverteilungen auf die kleine Modellpopulation angewandt, so wäre der Anteil kleiner Objekte sehr hoch und es gäbe nahezu keine großen Objekte. Dieses Vorgehen wäre statistisch korrekt. Es ist allerdings auch richtig, dass die Größe des nächsten Impaktors bis zu seiner Entdeckung unbekannt bleibt. Deshalb sollen alle Objektgrößen gleichermaßen berücksichtigt werden. Anstelle der statistischen wird eine Zufallsverteilung der Objektgröße gewählt. Dazu wird jedem Modellasteroiden ein Durchmesser im Bereich  $100 \text{ m} \leq D \leq 1 \text{ km}$  zugewiesen. Für Kometen gilt der Bereich  $100 \text{ m} \leq D \leq 10 \text{ km}$ . Die Festlegung der oberen Grenze für die Asteroiden erfolgt aufgrund der hohen Suchvollständigkeit (58-84%) für NEAs mit  $D > 1.000 \text{ m}$  und der äußerst geringen Einschlagswahrscheinlichkeit derartig großer Objekte (s. Abb. 2.3 und Tab. 1.1). Die Vermeidung von Erdeinschlägen größerer Asteroiden wird der Vollständigkeit halber in Kapitel 7 basierend auf den Ergebnissen für die kleineren Objekte diskutiert. Die untere Grenze ist ein Mittelwert aus den Objektgrößen, die als lokale Bedrohung durch eine Atmosphärenexplosion im Bereich von 60 m für ein Tunguska-Objekt bis 140 m, entsprechend der Suchempfehlung des NEO Science Definition Teams [134], angegeben werden. Im Falle der Kometen entspricht der Durchmesser dem für kurzperiodische Kometen genannten Bereich, wobei die untere Grenze Kometenbruchstücke repräsentiert.

## 2.2.2 Wahl der Kollisionszeitpunkte

In Kapitel 2.1 wurde die Bestimmung der Kollisionsbahnen in Abhängigkeit des Kollisionszeitpunktes diskutiert. In diesem Abschnitt erfolgt die Wahl dieses Zeitpunktes.

Es soll ein Zeitraum betrachtet werden, innerhalb dem die Berücksichtigung technologischer Weiterentwicklungen, zum Beispiel auf den Gebieten der Raumfahrtantriebe und Bahnbeeinflussungstechnologien, das Ergebnis der Untersuchungen nur geringfügig beeinflusst. Seit dem Flug des ersten unbemannten Satelliten Sputnik im Jahre 1957 sind nahezu 50 Jahre vergangen. In dieser Zeitspanne fanden bemerkenswerte technische Entwicklungen statt, die zum Beispiel bemannte Flüge zum Mond ermöglichten. Dem vorausgegangen war die langwierige Entwicklung von Trägerraketen. Ein Großteil der Ideen und insbesondere die bahnmechanischen Grundlagen wurden aber bereits Jahrzehnte zuvor erarbeitet. Mit den Bahnbeeinflussungsmethoden verhält es sich ähnlich. Momentan existiert kein verfügbares Beeinflussungssystem, es gibt lediglich theoretische Untersuchungen, deren Umsetzung

mindestens Jahre wenn nicht gar Jahrzehnte benötigen. Als Beispiel sei das ehrgeizige Vorhaben der B612 Foundation genannt, einen  $< 200$  m großen Asteroiden im Jahr 2015 mit Hilfe eines durch einen Kernreaktor betriebenen Plasmatriebwerks in seiner Bahn zu beeinflussen [125].

Es erscheint deshalb nicht zweckmäßig, einen deutlich größeren Zeitraum als 50 Jahre in der Zukunft zu betrachten. Somit kann die Festlegung der Kollisionszeitpunkte nicht aufgrund der Impaktwahrscheinlichkeit für eine bestimmte Objektgröße erfolgen, da sie ein statistisches Mittel über einen Zeitraum von Jahrtausenden darstellt. Der jeweilige Kollisionszeitpunkt eines Objektes wird deshalb als Zufallszahl in einem Intervall vom 1.1.2050 (JD 2.469.808,5) bis 1.1.2060 (JD 2.473.460,5) bestimmt. Startzeitpunkt der Betrachtung ist der 1.1.2005 (JD 2.453.371,5). Durch die Wahl des Zeitraumes von  $50 \pm 5$  Jahren wird die Betrachtung kürzerer Vorwarnzeiten nicht ausgeschlossen. Eine entsprechende Betrachtung erfolgt in Kapitel 2.3. Ein weiteres Ziel ist die Bestimmung der für eine Bahnbeeinflussung minimal notwendigen Vorwarnzeit in Kapitel 6.7.

Es muss betont werden, dass die resultierende Impaktfrequenz der Modellobjekte keineswegs der beobachteten Frequenz entspricht. Objekte  $> 100$  m kollidieren durchschnittlich nur alle 10.000 Jahre mit der Erde (s. Abb. 2.3). Das Vorgehen dient lediglich der Untersuchung, ob die Bahnbeeinflussung eines in diesem Intervall entdeckten und kollidierenden Objektes möglich ist.

### 2.2.3 Spektraltypen

Die Erscheinungsformen der Asteroiden wurden durch Kollisionen und geologische Prozesse geprägt. Die dabei entstandenen Oberflächen rufen aufgrund ihrer Zusammensetzung verschiedene Reflexionsspektren der Sonnenstrahlung hervor. Danach werden die in Tabelle 2.1 zusammengefassten Spektraltypen unterschieden.

Spektraltyp	Albedo	Oberflächenmineralogie (vermutet aus der Analogie zu Meteoritenmaterial)
P	$< 0,06$	Organisches Material, wasserfreies silikatisches Gestein
D	$0,04 - 0,09$	Kerogen <sup>1)</sup> -ähnliches organisches Material, wasserfreies silikatisches Gestein
C	$0,04 - 0,09$	Phyllosilikate <sup>2)</sup> , kohlige Chondrite
B	$0,04 - 0,09$	Wasserhaltiges silikatisches Gestein
F	$0,04 - 0,09$	Wasserhaltiges silikatisches Gestein
G	$0,06 - 0,10$	Wasserhaltiges silikatisches Gestein, Phyllosilikate <sup>2)</sup>
T	$0,06 - 0,10$	Troilit, Nickeleisen
K	$\sim 0,09$	Olivin, Pyroxen, Graphit
S	$0,10 - 0,30$	Pyroxen, Olivin, Nickeleisen
M	$0,12 - 0,25$	Nickeleisen, Enstatit
Q	$0,16 - 0,21$	Pyroxen, Olivin, Nickeleisen
A	$0,17 - 0,35$	Olivin
V	$0,23 - 0,40$	Feldspat, Pyroxen, Olivin
R	$0,30 - 0,40$	Pyroxen, Olivin, eventuell Nickeleisen
E	$0,40 - 0,55$	Nickeleisen, Olivin, Troilit
X		bislang ungeklärt

Tab. 2.1: Spektraltypen von Asteroiden und Interpretation [89]. <sup>1)</sup> Kerogen entsteht unter Einwirkung von hohem Druck und Temperatur aus organischem Material. <sup>2)</sup> Phyllosilikate sind eine aus Schichten aufgebaute Untergruppe der Silikate. Zwischen den Schichten können Wassermoleküle oder andere Teilchen eingeschlossen sein.

Aufgrund der unbekannten Entstehungs- und Entwicklungsgeschichte eines Asteroiden ist es jedoch unmöglich, einzig aus seinem Spektrum auf die innere Zusammensetzung zu schließen. Möglichkeiten dazu werden in Kapitel 2.2.4 genannt. Dennoch können aufgrund der Zuordnung eines Modellasteroiden zu einer bestimmten Spektralklasse neben der Albedo auch andere gruppenspezifische Eigenschaften zugeordnet werden, z.B. die mittlere Dichte und Festigkeit. Dazu soll zunächst diskutiert werden, welcher Verteilung die NEAs bezüglich ihrer Spektralklassen unterliegen.

Abbildung 2.4 zeigt ein Histogramm der beobachteten Spektraltypen mit einer deutlichen Mehrheit von S-Typen innerhalb der NEO-Population. Diese S-Objekte werden jedoch aufgrund ihrer größeren Albedo durch eine helligkeitsbegrenzte Suche leichter entdeckt als die dunklen C-Objekte. Nach einer Korrektur der Beobachtungsdaten geht man davon aus, dass C und S-Objekte im erdnahen Raum im Verhältnis 2:1 vorliegen [89, 90]. Hierbei wurden den C-Objekten auch die verwandten B-, F- und G-Objekte zugeordnet. Unter der Annahme, dass alle anderen Vertreter der Spektraltypen unverändert bleiben, wären dann etwa 54% aller NEOs den C-Typen (inklusive B, F, G) zugehörig, 27% den S-Typen, 9% den Q-Typen, 4% den undefinierten X-Typen und 3% den V-Typen. Alle anderen Spektraltypen wären jeweils mit weniger als 1% an der gesamten NEO-Population beteiligt.

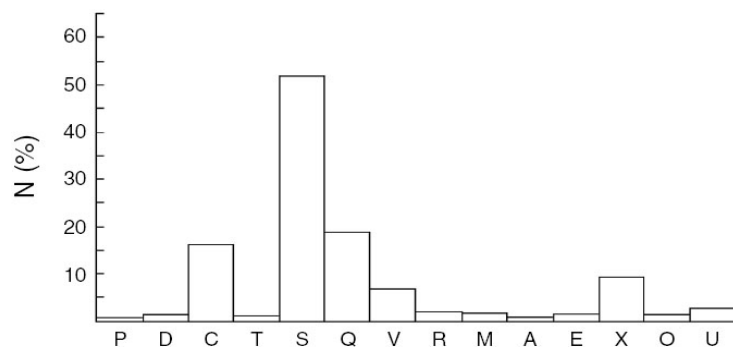


Abb. 2.4: Beobachtete Verteilung der Häufigkeiten der Spektraltypen von 300 NEOs [9]. Der Spektraltyp C beinhaltet sowohl C-Typen als auch verwandte Untergruppen (B, F, G). Weitere Typen, die sich zu keiner Spektralklasse zuordnen lassen (z.B. L und K) und die weniger als 1% ausmachen, sind unter der Bezeichnung U zusammengefasst.

Für die Einteilung der Modellobjekte werden ähnliche Spektraltypen zu einer Kategorie zusammengefasst. Die Kategorie C beinhaltet die Typen C, G, B, F, P, T, D und K, die Kategorie S umfasst S, Q und A, und E vereint E, V und R [29]. Die prozentuale Zuordnung von Modellasteroiden zu diesen Kategorien erfolgt anhand der vorangegangenen Diskussion. Demnach entfallen etwa 55% der NEAs auf die kohligen Chondriten (C-Gruppe), 37% auf die gewöhnlichen Chondriten und Steineisen-Objekte (S-Gruppe) und 6% auf die Achondrite (E-Gruppe). Die verbleibenden 2% werden den Metall-Objekten (M-Typ) zugeordnet. Eine Zuordnung dieser Kategorien zu den Modellobjekten erfolgt anhand von Tabelle 2.3. Des Weiteren werden den Objekten kategoriespezifische Albedo zugewiesen, und zwar  $p_{\text{Albedo}} = 0,06$  für C, 0,18 für S, 0,12 für M und 0,4 für E [57]. Für die Modellkometen beträgt  $p_{\text{Albedo}} = 0,04$  [115].

Abschließend muss darauf hingewiesen werden, dass die gewählte Spektralverteilung erheblich von der tatsächlichen Impaktorpopulation verschieden sein kann. So dominieren die C-Objekte mit mehr als 75% der Gesamtpopulation den Hauptgürtel. Das Verhältnis von C zu S-Objekten beträgt hier 5:1 [9, 124]. Dieser Unterschied in der Zusammensetzung von erdnahen und Hauptgürtelasteroiden kann mit Hilfe der verschiedenen Quellregionen für NEAs erklärt werden. Demnach muss, wie bereits in Kapitel 1.1.2 dargelegt, ein großer Teil der NEAs aus dem inneren, S-Typ reichem Hauptgürtel stammen [9]. Aufgrund der beobachteten Differenzen von NEA- und PHA-Population bei den Verteilungen der Bahneigenschaften muss auch vermutet werden, dass die Verteilung der Spektraltypen innerhalb der NEA-Population nicht unbedingt mit der Verteilung innerhalb der PHA-Population übereinstimmt.

#### 2.2.4 Innere Struktur

Die folgende Betrachtung von Objektstruktur, Form und Rotationseigenschaften dient der Diskussion von Technologien zur Kollisionsabwendung in Kapitel 5. Eine individuelle Zuweisung dieser Eigenschaften zu den Modellobjekten ist nicht erforderlich.

NEOs lassen sich nach ihrer inneren Struktur in diverse Gruppen unterteilen. So existieren Monolithen, Objekte aus porösem Material, z.B. Kometen, und so genannte Geröllhaufen (engl. „rubble piles“, RP), s. Abbildung 2.5. Letztere entstehen durch Kollisionen, bei denen die beteiligten Objekte entweder zerbrochen werden, um dann aufgrund der vorhandenen Gravitation in diesem Zustand zu verharren (RP1), oder zerteilt werden und sich in einer neuen Anordnung wieder zusammenfügen (RP2, RP3). Dabei entstehen Hohlräume zwischen den Gesteinsblöcken, wodurch die geringe beobachtete Dichte zu erklären ist (s. Kap. 2.2.7).

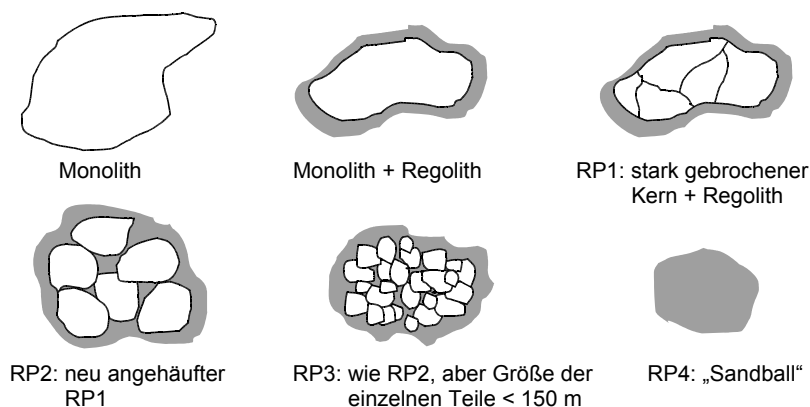


Abb. 2.5: Einteilung der Asteroiden nach ihrer inneren Struktur, nach [107].

Im Falle der Kometen existieren ebenfalls verschiedene Modellvorstellungen über die Struktur des Kerns. Darunter sind 1) eine massive Zusammenballung von Eis und Staub („schmutziger Schneeball“) zu gleichen Anteilen [147] oder mit weniger als 15% Eisanteil [76], 2) ein schwacher Verbund aus kleinen Schneebällen (entspricht einem Rubble Pile), 3) eine flockige Ansammlung interstellarer Körner (bestehend aus Silikatkern und Mantel aus Eis und organischem Material [52]), und 4) ein unter 1) bis 3) genannter Kern umgeben von einer festen Kruste, hervorgegangen aus dem Beschuss durch energiereiche Teilchen,

der zum Verlust der flüchtigen Bestandteile führt und die übrigen verfestigt [17]. Welches dieser Modelle am ehesten zutrifft, wird sich eventuell durch die Satellitenmissionen Deep Impact und Rosetta zeigen.

Eine Möglichkeit, auf die innere Struktur von NEOs zu schließen, besteht in der Durchführung von optischen und Laser-Beobachtungen, aus denen zunächst die Größe und Form des NEOs bestimmt wird. Ist außerdem die Masse bekannt, z.B. aufgrund naher Vorbeiflüge durch Raumfahrzeuge oder aufgrund vorhandener Satelliten, so kann die Gesamtdichte berechnet werden. Weiter kann ausgehend von den genannten Beobachtungen die Oberflächentopographie und –morphologie, sowie aus in-situ Beobachtungen im Röntgen- und nahem Infrarotlicht die elementare und mineralogische Zusammensetzung an der Oberfläche bestimmt werden. Aus diesen Eigenschaften lassen sich schließlich auch Schlüsse auf die innere Struktur ziehen.

Zuverlässigere Aussagen können durch Radiotomographie oder seismologische Untersuchungen gewonnen werden. Im zweiten Fall werden mit Hilfe von Impaktoren oder Sprengsätzen seismische Wellen erzeugt, die den NEO durchlaufen und dabei an internen Bruchzonen oder Wänden reflektiert werden. Die Signale werden mit Seismometern auf der NEO-Oberfläche gemessen. Für eine ausführliche Diskussion beider Technologien s. z.B. [71]. Lokale Informationen können durch Impaktoren, die z.B. Beschleunigungsmesser und Massenspektrometer enthalten, oder durch Bohrexperimente mit in-situ Analyse oder Probenrückführung gewonnen werden.

### 2.2.5 Rotationsperiode und Objektform

Die Modellobjekte werden nicht explizit mit einer bestimmten Rotationsperiode in Zusammenhang gebracht, so dass die folgende Diskussion lediglich der Analyse von Technologien zur Kollisionsabwendung dient (Kap. 5).

In [113] wurden Rotationsraten als Funktion des Durchmessers von ca. 1.000 Asteroiden untersucht. Dabei ist bemerkenswert, dass die kleinen Objekte ( $D < 150$  m) deutlich größere Raten als 10 Umdrehungen pro Tag aufweisen (bis zu  $10^3$  U/d), während die größeren Objekte sämtlich langsamer drehen ( $10 \dots 10^{-2}$  U/d). Aufgrund der hohen Rotationsraten können in den kleinen Objekten Zugbelastungen auftreten, die die Selbstgravitationskräfte übersteigen. Dennoch kann nicht auf eine rein monolithische Struktur geschlossen werden. Prinzipiell sind auch nicht-intakte Strukturen möglich, die den Fliehkräften durch Kohäsion und Reibung entgegenwirken.

Im Falle der Kometen werden Rotationsdauern im Bereich von 5 bis 50 Stunden beobachtet [78], entsprechend einer Rate von 5 bis 0,5 U/d. Auch ihre Form weicht deutlich vom Ideal der Kugel ab. Zum Beispiel beträgt das Achsenverhältnis für den 16 km langen Halleyschen Kometen 2,0 [78].

Die Modellobjekte werden vereinfachend als kugelsymmetrische homogene Körper behandelt. Reale Objekte weisen hingegen eine sehr große Formenvielfalt auf. Aufgrund der Rotation dieser unregelmäßigen Objekte werden durch photometrische Messungen periodische Helligkeitsschwankungen des reflektierten Sonnenlichts festgestellt. Aus der

Amplitude lassen sich Aussagen über das Größenverhältnis der Objektachsen treffen. Durch Radarbeobachtungen werden sogar Details wie Einschlagskrater sichtbar. Aufgrund der umgekehrten Abhängigkeit der Signalstärke von der vierten Potenz der Entfernung sind Radarbeobachtungen jedoch auf NEOs beschränkt, die in geringer Distanz an der Erde vorbeifliegen. Noch bessere Auflösungen werden durch in-situ Beobachtungen erzielt, wie die NEAR-Mission zu Eros zeigte, z.B. [143].

Besonders für die erdnahen Asteroiden werden große Abweichungen von einer Kugelform deutlich. Diese Objekte weisen eine sehr unregelmäßige und gestreckte Form auf. Zum Beispiel betragen die Achsenverhältnisse von 1620 Geographos 2,5, 4179 Toutatis 2,4 und 6489 Golevka 1,4. Im Gegensatz dazu sind Hauptgürtelasteroiden nahezu kugelförmig oder wenig ellipsoid. Es wird vermutet, dass die lang gestreckte Form von NEAs auf deren Kollisionsursprung aus den Hauptgürtelasteroiden zurückzuführen ist [89]. Eine weitere Erklärung für das Auftreten von „zigarrenförmigen“ NEAs ist möglicherweise in deren innerer Struktur zu finden. Falls ein Rubble Pile in die Nähe des Schwerfeldes anderer Planeten gelangt, können sich infolge der Gezeitenkräfte die Felsbrocken im Inneren zu einer lang gezogen Anordnung verschieben. Dadurch können Objekte mit einem Achsenverhältnis von bis zu 3,5 entstehen [131]. Infolge der Gezeitenkräfte kann ein Rubble Pile auch zweigeteilt und so zu einem Doppelasteroiden werden [91].

Möglicherweise gehen Doppelasteroiden auch aus Kollisionen hervor, bei denen infolge des entstehenden Drehmoments die Rotationsrate nach der Kollision so groß wird, dass die auftretenden Fliehkräfte die Gravitationskräfte eines Rubble Piles übersteigen. Als Konsequenz kann ein Satellit abgespalten werden. Es ist aber auch möglich, dass es dabei zu einer Auflösung in mehrere kleine Objekte kommt [91]. Der Anteil derjenigen erdnahen Asteroiden, die einen Satelliten besitzen, beträgt für NEAs mit  $D \geq 200$  m etwa 16% der beobachteten Population [91]. Irdische Indizien für das Vorhandensein von Doppelasteroiden liegen in der Form von Doppelkratern vor, zum Beispiel das Nördlinger Ries und das Steinheimer Becken. Es erfolgt jedoch keine Zuweisung von Doppelasteroiden zu den Modellasteroiden und somit auch keine Untersuchung in den Modellrechnungen dieser Arbeit. Um den Einfluss auf einen Satelliten zu untersuchen, der durch die Bahnbeeinflussung seines Zentralkörpers entsteht, müsste die zusätzliche Modellierung zahlreicher Satellitenbahnen mit zugehörigen Satelliteneigenschaften erfolgen. Eine derartig umfassende Untersuchung ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

### 2.2.6 Festigkeit

Die Festigkeit ist ein wichtiger Parameter in der Analyse des Atmosphäreneintritts (Kap. 3.2) und der Effizienz impulsiver Bahnbeeinflussungstechnologien (Kap. 5.2 und 5.3). Zur Beschreibung des Eintritts müssen zunächst zwei Begriffe eingeführt werden. Während seines Atmosphärenfluges wird ein Asteroid oder Komet als Meteor bezeichnet. Die auf dem Erdboden gefundenen Bruchstücke heißen Meteoriten. Des Weiteren muss zwischen lokaler und globaler Festigkeit differenziert werden. Es existieren diverse Möglichkeiten um auf diese Festigkeiten zu schließen. Z.B. ist aus der Laboranalyse von steinigen Meteoriten bekannt, dass deren Druckfestigkeit im Bereich von 6 MPa bis 400 MPa (Wasson, 1974 in

[99]), bzw. von 6,2 MPa bis 370 MPa [118] liegt. Die Druckfestigkeit metallischer Meteoriten liegt im Bereich von 1,1 bis 6,3 GPa, und ihre Zugfestigkeit beträgt etwa die Hälfte [118].

In [60] wurden die Druckfestigkeiten von Meteoren aus der atmosphärischen Höhe ihres Auseinanderbrechens abgeleitet. Die entsprechenden Werte für steinige und metallische Meteore betragen 10 bis 50 MPa und 200 MPa, respektive. Die Festigkeiten der Meteore sind besonders für den Fall der Eisen-Nickel-Objekte deutlich geringer als die der gefundenen Meteoriten. Ursachen dafür sind in der Vorschädigung der Meteore zu suchen, also bei der Kollision in der sie von dem Ursprungsobjekt getrennt wurden. Daher sind ihre globalen Festigkeiten geringer als die Festigkeiten ihrer Fragmente, den Meteoriten.

Für die Belange der impulsiven Bahnbeeinflussung von Asteroiden ist die Zugfestigkeit von größerem Interesse als die leichter aus Experimenten zu bestimmende Druckfestigkeit. Im Allgemeinen beträgt die Zugfestigkeit von Gestein  $1/8$  bis  $1/20$  der Druckfestigkeit (Paterson, 1978 in [99]). Damit ergeben sich aus den oben gefundenen Angaben Zugfestigkeiten im Bereich von  $3 \cdot 10^5$  Pa bis  $5 \cdot 10^6$  Pa für steinige Asteroiden und  $5 \cdot 10^7$  Pa bis  $8 \cdot 10^8$  Pa für metallische Objekte.

Die Zugfestigkeit der Kometen sowie der aus erloschenen Kometen hervorgegangenen Asteroiden beträgt nach Modellrechnungen nur  $5 \cdot 10^2$  bis  $10^4$  Pa [70]. Die untere Grenze entspricht nahezu der Zugfestigkeit der Partikel des Giacobiniden-Meteorschauers (Ursprungskomet: Giacobini-Zinner), die zu  $10^2$  Pa bestimmt wurde (Ceplecha & McGrosky, 1976 in [78]). Die zitierten Festigkeiten repräsentieren die globale Festigkeit, die z.B. für das Auseinanderbrechen durch Gezeitenkräfte maßgeblich ist. In Laboruntersuchungen von porösem Eis und Eis-Mineral-Gemischen wurden erheblich größere Festigkeiten im Bereich von  $2 \cdot 10^4$  bis  $5 \cdot 10^6$  Pa bestimmt (Kochan et al., 1989 in [83]). Diese Festigkeiten treten allerdings nur lokal auf. Weiter wurden aus der atmosphärischen Höhe, in der Kometesimale auseinanderbrechen, Druckfestigkeiten von  $10^6$  Pa bestimmt [60]. In anderen Quellen wird ein Bereich von  $10^3$  Pa bis  $10^6$  Pa angegeben (Wetherill & Revelle, 1982 in [83]).

Bezüglich der Modellkategorien werden die folgenden Annahmen getroffen. Die kohligen Chondriten (C-Kategorie) besitzen eine mittlere Druckfestigkeit  $Y_{Druck} = 10$  MPa, für die gewöhnlichen Chondriten und Steineisenobjekte (S-Kategorie) ist  $Y_{Druck} = 50$  MPa, für Metallobjekte (M) 150 MPa und für Kometen 0,1 MPa (s. Tab. 2.3).

### 2.2.7 Dichte und Porosität

Die genauesten Angaben zur globalen Dichte können aus der in-situ Bestimmung von Schwerfeld und Form eines Objektes abgeleitet werden. Eine andere Möglichkeit besteht bei den Objekten, die einen Satelliten besitzen. Hier kann aus der Beobachtung von Umlaufdauer und großer Halbachse des Satelliten zunächst die Masse des Zentralkörpers bestimmt werden. Ist auch die Objektform bekannt, z.B. aus Lichtkurvenbeobachtungen, so kann auf die globale Dichte geschlossen werden. Ähnlich verhält es sich mit großen Asteroiden, die die Bahnen anderer Objekte stören. Hier kann aus dem Vergleich von numerischer Bahnintegration zu Präzisionsbahnbestimmungen wiederum die Masse und schließlich die Dichte des „Störkörpers“ bestimmt werden.

Die gegenwärtig bekannten Dichten von Asteroiden sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Besonders die geringe Dichte von 253 Mathilde ( $1.300 \pm 200 \text{ kg/m}^3$ ) ist bemerkenswert. Sie lässt eine Rubble Pile Struktur und/oder sehr poröses Material vermuten. Auffällig sind auch die geringen Dichten der M-Typ Asteroiden 16 Psyche und 22 Kalliope, die auf eine nicht-metallische Zusammensetzung deuten. Vermutlich handelt es sich dabei um Rubble Piles mit etwa 70% Porosität [19].

Asteroid (Spektraltyp)	Dichte [ $\text{g/cm}^3$ ]	Asteroid (Spektraltyp)	Dichte [ $\text{g/cm}^3$ ]
1 Ceres (G)	$2,03 \pm 0,05 \dots 2,08 \pm 0,05$	90 Antiope (C)	$1,8 \pm 0,8$
2 Pallas (B)	$2,6 \pm 0,2 \dots 3,1 \pm 0,3$	121 Hermione (C)	$1,8 \pm 0,4$
4 Vesta (V)	$3,4 \pm 0,2 \dots 3,5 \pm 0,3$	243 Ida (S)	$2,7 \pm 0,4$
11 Parthenope (S)	$2,7 \pm 0,1$	253 Mathilde (C)	$1,3 \pm 0,2$
16 Psyche (M)	$1,8 \pm 0,6$	433 Eros (S)	$2,67 \pm 0,03$
20 Massalia (S)	$2,7 \pm 1,1$	762 Pulcova (FC)	$1,5 \pm 0,4$
22 Kalliope (M)	$2,5 \pm 0,3$	1999 KW4	$2,4 \pm 0,9$
45 Eugenia (F)	$1,2 (+0,6, -0,3)$	2000 DP107 (C)	$1,6 (+1,2, -0,9)$
87 Sylvia (P)	$1,6 \pm 0,3$	2000 UG11	$1,5 (+0,6, -1,3)$

Tab. 2.2: Liste der gegenwärtig genauesten Dichtebestimmungen von Asteroiden [61], [19].

Kometen stehen ebenfalls unter dem Verdacht, sehr poröse Strukturen zu besitzen. Möglicherweise beträgt der Anteil von Hohlräumen 80% des Gesamtvolumens, wodurch die Dichte lediglich  $300 \text{ kg/m}^3$  betragen würde [70]. Diese Angaben folgen aus dem Strukturmodell einer flockigen Ansammlung interstellarer Körner (Kap. 2.2.4). Für den Halleyschen Kometen konnte aus den Vorbeifügen der Sonden Vega und Giotto zunächst die Masse und Form des Kerns bestimmt und somit die Dichte abgeleitet werden. Aufgrund von Ungenauigkeiten wird die Dichte mit 200 bis  $1.200 \text{ kg/m}^3$  datiert [17]. Des Weiteren wurde aus der Fragmentierung des Kometen Shoemaker-Levy 9 infolge der Annäherung an Jupiter eine Dichte von 500 bis  $1.100 \text{ kg/m}^3$  für das intakte Objekt abgeleitet [17]. Diese Berechnung basierte auf der Modellannahme eines schwachen Verbunds aus kleinen Eisbrocken.

Den Modellobjekten werden die in Tabelle 2.3 genannten Dichten entsprechend ihrer Kategorie zugewiesen.

### 2.3 Vorwarnzeit

Nachfolgend wird der frühestmögliche Entdeckungszeitpunkt  $t_{\text{Entd.}}$  für jedes Modellobjekt bestimmt. Aus der im Kapitel 2.2.2 definierten Kollisionszeit  $t_{\text{Koll.}}$  folgt dann die Vorwarnzeit

$$t_{\text{Vorwarn}} = t_{\text{Koll.}} - t_{\text{Entd.}} \quad (2.10)$$

Der Entdeckungszeitpunkt folgt aus der beobachtbaren Objekthelligkeit, die zunächst definiert wird. Neben der Albedo wird die Helligkeit, mit der ein Objekt erscheint, durch den Objektdurchmesser  $D$ , den solaren Phasenwinkel  $\varphi$ , sowie die Entfernungen von beobachteten Objekt zur Sonne und zum Beobachter (Erde) beeinflusst. Der solare Phasenwinkel ist als Winkel zwischen Objekt-Sonne und Objekt-Erde definiert. Es wird eine absolute Helligkeit  $H_{\text{abs}}$  eines Objektes bei einem heliozentrischen Abstand  $r_{\text{Sun-NEO}}$  und geozentrischen Abstand  $r_{\text{⊕-NEO}}$  von je 1 AE sowie einem Phasenwinkel  $\varphi = 0^\circ$  definiert [16]

$$H_{\text{abs}} = 15.65 - 5 \log(D[\text{km}]) - 2,5 \log(p_{\text{Albedo}}) \quad (2.11)$$



Die absolute Helligkeit tritt demnach nie in Erscheinung, da dann Sonne und Erde die gleiche Position einnehmen müssten. Die beobachtbare Helligkeit ist definitionsgemäß [16]

$$V_{obs} = H_{abs} + 5 \log(r_{Sun-NEO} r_{\oplus-NEO}) - 2,5 \log[(1-G)\Phi_1(\varphi) + G\Phi_2(\varphi)], \quad (2.12)$$

mit  $G = 0,15$  und den beiden Phasenfunktionen

$$\Phi_1(\varphi) = e^{-3,33[\tan(\varphi/2)]^{0,63}} \quad \text{und} \quad \Phi_2(\varphi) = e^{-1,87[\tan(\varphi/2)]^{1,22}}. \quad (2.13)$$

Es ist zu beachten, dass  $r_{Sun-NEO}$  und  $r_{\oplus-NEO}$  mit astronomischen Einheiten in (2.12) eingehen. Weiter wird der Winkel Objekt-Beobachter-Sonne als solare Elongation definiert. Bei kleinen solaren Elongationen kann nicht beobachtet werden, da das direkte Sonnenlicht alles überstrahlt. Für eine Bestimmung der beobachtbaren Helligkeit der Modellobjekte wird eine minimale Elongation von  $60^\circ$  vorausgesetzt. Bei Raumfahrzeugteleskopen sind durch eine entsprechende Abschirmung des Sonnenlichts auch geringere solare Elongationen (ca.  $30^\circ$ ) möglich [54].

Mit Hilfe der Bahnparameter, der Objektgröße, der Albedo und den obigen Gleichungen wird die beobachtbare Helligkeit jedes Modellobjektes im Zeitraum von 2005 bis  $t_{Koll.}$  bestimmt. Diese Helligkeit wird mit der suchbegrenzenden Helligkeit  $V_{limit}$  von bestehenden und geplanten Teleskopen verglichen, um so den frühestmöglichen Zeitpunkt einer Entdeckung zu bestimmen

$$t_{Entd.} = t \quad \text{wenn} \quad V_{obs}(t) < V_{limit} \quad \text{und} \quad \angle(\vec{r}_{A-NEO}, \vec{r}_{Sun-NEO}) > 60^\circ. \quad (2.14)$$

Die derzeitigen Suchprogramme Spacewatch, NEAT, LONEOS und LINEAR besitzen begrenzende Helligkeiten  $20 \leq V_{limit} \leq 21$  [134]. In Planung für einen Betrieb ab ca. 2012 befindet sich das „Large Synoptic Survey Telescope“ (LSST), das die Suche nach Objekten mit einer Helligkeit  $V_{limit} \leq 24$  ermöglichen soll. Auch geplant sind vier unter der Bezeichnung Pan-STARRS zusammengefasste Teleskope mit ebenfalls  $V_{limit} \leq 24$ . Deshalb wird für die Abschätzung des Entdeckungszeitpunktes die gegenwärtige Grenzhelligkeit mit 20,5 und die Grenzhelligkeit ab 2012 mit 24,0 angenommen.

Die Ergebnisse zur beobachtbaren Helligkeit sind in Tabelle 2.4 in Form der maximalen Vorwarnzeit zusammengefasst. Wäre die Suche nach NEOs auf  $V_{limit} \leq 20,5$  begrenzt, so würden 20 der 105 Objekte in weniger als 10 Jahren vor der Kollision entdeckt. Darunter existieren 10 Objekte mit weniger als einem Jahr Vorwarnzeit und zwei Objekte (Ast011 und Ast050) würden bis zum Einschlag unentdeckt bleiben. Für  $V_{limit} \leq 24$  verringert sich die Zahl der Entdeckungen mit weniger 10 Jahren Vorwarnzeit auf lediglich zwei Objekte (Ast032 und Kom005). Darunter ist jedoch ein Kometenbruchstück ( $D = 144$  m), dass bis 15 Tage vor Einschlag unentdeckt bleibt. Insgesamt besitzen 100 Objekte eine Vorwarnzeit größer 30 Jahre.

Ein bloßes Unterschreiten der beobachtbaren Helligkeit ist allerdings keine hinreichende Bedingung für eine Entdeckung, die zum Beispiel durch das Suchfeld des Teleskops, Bewölkung und Lichtverhältnisse beeinflusst wird. Für eine detaillierte Analyse derartiger Einflüsse auf die Beobachtbarkeit s. z.B. [29]. Es handelt sich deshalb bei den in Tabelle 2.4

gemachten Angaben um eine maximal mögliche Vorwarnzeit. Nach der Entdeckung eines Objektes kann nicht sofort seine genaue Bahn bestimmt werden. Dazu sind weitere Beobachtungen über einen möglichst langen Zeitraum notwendig, der auch in Kapitel 4.1.1 untersucht wird. Im Missionsdesign (Kap. 6) sind für diese Nachfolgebeobachtungen sowie für Missionsplanung und Satellitenbau mindestens drei Jahre vorgesehen.

## 2.4 Zusammenfassung der Modellpopulation

Nachfolgend werden diejenigen Objekteigenschaften der Modellpopulation zusammengefasst, die für die numerischen Berechnungen benötigt werden. Das sind einerseits die Bahneigenschaften  $a$ ,  $e$ ,  $i$  und der Zeitpunkt der Kollision  $t_{Koll.}$ , die zur Bestimmung der Objektbahn herangezogen werden (Kap. 2.1). Die angegebenen Bahnelemente gelten für den Zeitpunkt der Kollision und können infolge von Bahnstörungen von den Bahnelementen zu einem anderen Zeitpunkt abweichen. Andererseits wird jedem Objekt ein Durchmesser  $D_{NEO}$  und eine Objektkategorie zugewiesen, aus der weitere kategorietyische physikalische Eigenschaften folgen (Tab. 2.3). Diese umfassen Dichte  $\rho$ , Albedo  $p_{Albedo}$ , Druckfestigkeit  $Y_{Druck}$  und spezifische Verdampfungswärme  $H$ . Die Angaben zu  $H$  werden den Literaturstellen [33, 34, 59, 60] entnommen und dienen der atmosphärischen Eintrittsberechnung in Kapitel 3.2. Weitere hier nicht berücksichtigte Objekteigenschaften werden anhand der Bahnbeeinflussungssysteme in Kapitel 5 diskutiert.

Kategorie	Anzahl	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$p_{Albedo}$ [-]	$Y_{Druck}$ [MPa]	$H$ [MJ/kg]
C-Typ	55	1300	0,06	10,0	5,0
S-Typ	37	2700	0,18	50,0	8,0
E-Typ	6	2700	0,40	50,0	8,0
M-Typ	2	5300	0,12	150,0	8,0
Komet	5	500	0,04	0,1	2,5

Tab. 2.3: Zusammenfassung der Verteilung physikalischer Eigenschaften auf die Vertreter der Modellpopulation und deren Anteil an der Modellpopulation gefährlicher Asteroiden und Kometen.

Name	Klasse	$D$ [m]	$a$ [AE]	$e$ [-]	$i$ [°]	$t_{\text{Koll}}$ [JD]	$t_{\text{Vorwarn}}$ [a], [d] für $V_{\text{limit}} \leq 20,5$		$t_{\text{Vorwarn}}$ [a], [d] für $V_{\text{limit}} \leq 24,0$	
Ast001	C-Typ	720	2,296	0,592	15,685	2473442,84	7	14,6	44	165,1
Ast002	C-Typ	906	2,015	0,559	17,019	2472311,76	22	214,6	43	74,2
Ast003	C-Typ	877	2,604	0,754	27,989	2471664,67	42	137,4	42	192,4
Ast004	C-Typ	282	0,908	0,328	14,019	2471953,93	45	320,9	40	47,2
Ast005	C-Typ	863	2,924	0,682	0,783	2471261,12	5	53,3	37	60,1
Ast006	C-Typ	713	1,975	0,894	7,180	2471874,58	38	318,3	38	323,3
Ast007	C-Typ	915	1,949	0,512	16,702	2473432,89	40	341,1	47	144,3
Ast008	C-Typ	711	2,017	0,529	2,135	2469870,70	43	63,1	36	239,9
Ast009	C-Typ	947	1,246	0,388	46,486	2470078,30	32	153,6	38	267,0
Ast010	C-Typ	523	1,552	0,474	25,337	2470390,65	34	155,4	39	24,2
Ast011	C-Typ	718	2,834	0,811	29,612	2469897,61	0	0,0	23	320,2
Ast012	C-Typ	175	1,840	0,586	3,819	2471001,19	5	8,4	10	27,1
Ast013	C-Typ	409	1,183	0,247	7,949	2472204,53	48	335,8	44	111,8
Ast014	C-Typ	194	1,423	0,395	18,427	2470841,62	0	10,1	33	131,6
Ast015	C-Typ	601	0,927	0,227	20,070	2471976,88	42	309,6	43	304,3
Ast016	C-Typ	722	1,623	0,456	13,753	2470245,35	29	126,4	38	234,1
Ast017	C-Typ	724	2,224	0,596	3,974	2471254,26	0	137,8	40	142,5
Ast018	C-Typ	759	1,205	0,604	29,268	2470271,74	3	354,5	38	270,5
Ast019	C-Typ	221	2,168	0,560	8,274	2470911,02	15	325,6	32	86,3
Ast020	C-Typ	384	1,601	0,453	4,323	2470751,47	0	40,0	39	65,0
Ast021	C-Typ	804	0,921	0,513	42,577	2470738,02	46	319,7	40	101,2
Ast022	C-Typ	171	1,801	0,545	20,225	2469902,80	0	6,3	33	157,8
Ast023	C-Typ	424	2,961	0,706	58,217	2470911,01	0	4,5	40	339,2
Ast024	C-Typ	422	1,694	0,586	4,157	2470321,82	39	155,3	39	145,3
Ast025	C-Typ	231	1,012	0,102	13,732	2473368,23	45	315,2	46	355,0
Ast026	C-Typ	425	1,460	0,825	2,516	2470721,38	45	303,3	38	300,1
Ast027	C-Typ	494	1,044	0,282	4,717	2470828,17	47	204,6	34	237,9
Ast028	C-Typ	564	2,305	0,600	2,657	2471573,78	14	23,7	41	181,8
Ast029	C-Typ	846	2,113	0,570	8,639	2470834,02	40	87,2	40	152,2
Ast030	C-Typ	305	0,872	0,453	0,107	2470535,15	46	236,9	38	323,9
Ast031	C-Typ	756	1,172	0,207	18,748	2472013,76	45	335,7	42	111,5
Ast032	C-Typ	408	1,001	0,233	2,490	2470754,94	2	22,9	8	51,4
Ast033	C-Typ	381	1,111	0,127	23,159	2472321,29	46	313,0	40	154,5
Ast034	C-Typ	474	2,250	0,883	12,976	2470358,28	16	352,7	33	363,3
Ast035	C-Typ	389	1,916	0,492	18,021	2473325,50	0	14,0	44	167,7
Ast036	C-Typ	973	2,397	0,677	9,851	2470807,31	44	174,5	40	230,5
Ast037	C-Typ	832	2,409	0,662	13,568	2471123,07	44	160,3	41	66,1
Ast038	C-Typ	595	2,391	0,598	2,646	2471084,52	26	31,3	41	62,5
Ast039	C-Typ	749	2,329	0,606	6,516	2472623,70	32	89,0	45	240,6
Ast040	C-Typ	889	0,687	0,616	49,580	2470780,98	45	317,9	39	34,5
Ast041	C-Typ	948	2,812	0,696	2,407	2471702,19	37	216,2	43	44,6
Ast042	C-Typ	973	2,393	0,619	30,963	2471571,06	36	345,3	41	54,1
Ast043	C-Typ	605	1,870	0,768	2,556	2473172,33	40	315,5	46	214,0
Ast044	C-Typ	523	2,379	0,617	3,207	2471123,22	22	106,0	37	132,2
Ast045	C-Typ	281	1,520	0,486	2,458	2472687,93	48	134,2	44	75,2
Ast046	C-Typ	302	1,991	0,522	0,044	2473347,21	45	54,2	45	89,2
Ast047	C-Typ	737	2,442	0,663	27,095	2472317,39	41	330,4	42	35,1
Ast048	C-Typ	794	2,195	0,553	0,547	2472100,74	25	197,9	43	78,2
Ast049	C-Typ	845	1,591	0,593	6,189	2470529,46	4	26,9	39	78,0
Ast050	C-Typ	447	5,055	0,828	11,240	2470782,88	0	0,0	34	122,6
Ast051	C-Typ	653	0,666	0,499	13,998	2472245,93	48	297,2	43	3,4
Ast052	C-Typ	199	1,518	0,406	35,889	2471721,48	14	346,4	32	156,8
Ast053	C-Typ	938	1,699	0,466	7,460	2471116,22	41	134,3	41	209,3
Ast054	C-Typ	708	1,291	0,584	17,729	2469829,43	41	187,4	38	3,1
Ast055	C-Typ	294	2,702	0,769	25,783	2469946,03	22	158,8	31	181,5
Ast056	S-Typ	151	1,345	0,427	3,169	2471659,89	35	344,4	41	62,9

Name	Klasse	$D$ [m]	$a$ [AE]	$e$ [-]	$i$ [°]	$t_{\text{Koll}}$ [JD]	$t_{\text{Vorwarn}}$ [a], [d] für $V_{\text{limit}} \leq 20,5$		$t_{\text{Vorwarn}}$ [a], [d] für $V_{\text{limit}} \leq 24,0$	
Ast057	S-Typ	834	2,224	0,862	19,067	2472697,80	46	64,5	45	329,7
Ast058	S-Typ	945	2,635	0,696	3,230	2471480,52	34	145,2	41	263,5
Ast059	S-Typ	755	1,686	0,481	30,009	2471576,70	45	123,6	42	124,4
Ast060	S-Typ	265	3,451	0,737	16,020	2470085,73	0	24,2	13	55,8
Ast061	S-Typ	532	1,951	0,726	8,605	2470400,67	40	308,9	38	239,4
Ast062	S-Typ	859	1,385	0,494	0,510	2473351,75	54	186,4	46	328,5
Ast063	S-Typ	675	1,869	0,635	6,032	2472805,34	40	348,6	46	67,1
Ast064	S-Typ	580	1,527	0,407	3,396	2472131,41	51	96,8	44	128,6
Ast065	S-Typ	726	2,336	0,682	2,669	2472094,43	49	295,3	43	191,8
Ast066	S-Typ	454	2,061	0,603	1,024	2470363,41	2	341,3	39	176,9
Ast067	S-Typ	132	1,188	0,570	5,256	2472668,99	12	364,4	43	1,4
Ast068	S-Typ	768	2,649	0,633	11,732	2469831,01	43	23,4	37	160,0
Ast069	S-Typ	417	2,390	0,892	12,408	2470916,16	44	43,4	40	354,4
Ast070	S-Typ	795	1,416	0,772	1,294	2469825,15	43	342,5	38	13,8
Ast071	S-Typ	158	1,821	0,465	11,413	2471639,83	31	315,4	37	48,9
Ast072	S-Typ	904	2,168	0,632	6,503	2472987,45	48	123,7	46	214,2
Ast073	S-Typ	871	2,081	0,559	22,302	2470910,56	18	114,4	40	193,8
Ast074	S-Typ	845	2,196	0,888	12,350	2473381,87	42	219,6	46	243,6
Ast075	S-Typ	205	2,696	0,636	5,133	2472681,41	48	297,7	40	44,7
Ast076	S-Typ	637	2,365	0,812	8,229	2471568,97	47	175,4	40	232,2
Ast077	S-Typ	768	2,747	0,840	12,144	2470806,15	40	344,3	40	164,3
Ast078	S-Typ	755	3,180	0,727	8,385	2470502,64	40	5,8	39	326,1
Ast079	S-Typ	836	2,388	0,616	16,015	2470376,54	36	210,7	39	160,0
Ast080	S-Typ	310	2,715	0,663	0,453	2470142,72	39	301,2	31	128,2
Ast081	S-Typ	317	2,432	0,768	16,016	2471409,12	34	158,8	41	262,1
Ast082	S-Typ	147	1,659	0,426	3,036	2471505,10	46	276,8	33	225,1
Ast083	S-Typ	697	2,011	0,516	8,545	2472147,04	40	30,3	44	144,3
Ast084	S-Typ	901	2,461	0,610	4,131	2472208,22	39	96,8	44	160,5
Ast085	S-Typ	517	0,891	0,277	0,963	2470374,60	43	287,0	38	293,3
Ast086	S-Typ	774	1,769	0,733	67,239	2473382,18	51	307,6	46	173,9
Ast087	S-Typ	774	1,075	0,474	39,816	2472049,65	46	331,3	44	46,8
Ast088	S-Typ	824	1,951	0,793	15,650	2472460,48	51	295,9	44	247,7
Ast089	S-Typ	454	1,485	0,826	8,487	2471107,26	34	232,0	40	270,5
Ast090	S-Typ	391	1,519	0,355	8,840	2472850,48	15	115,1	45	152,4
Ast091	S-Typ	465	1,844	0,523	18,109	2470190,94	5	28,2	38	69,7
Ast092	S-Typ	467	1,641	0,493	44,393	2470047,38	37	146,4	38	46,1
Ast093	M-Typ	234	1,675	0,676	0,956	2469865,18	36	334,4	37	4,2
Ast094	M-Typ	579	2,407	0,862	3,885	2470354,49	45	191,4	33	274,5
Ast095	E-Typ	681	1,842	0,729	9,726	2472711,88	52	87,0	45	343,8
Ast096	E-Typ	257	0,754	0,696	43,913	2471009,23	47	310,6	40	347,4
Ast097	E-Typ	836	2,250	0,599	6,323	2470706,62	44	28,8	39	225,1
Ast098	E-Typ	147	2,597	0,775	35,567	2472156,08	37	135,1	41	344,1
Ast099	E-Typ	525	1,302	0,683	33,076	2472990,03	15	4,6	45	106,9
Ast100	E-Typ	161	1,397	0,303	27,942	2470546,38	0	4,9	37	350,4
Kom001	Komet	4485	2,932	0,667	16,923	2472569,73	50	55,4	45	131,6
Kom002	Komet	957	3,027	0,959	60,186	2470091,56	36	315,8	36	310,8
Kom003	Komet	1875	4,344	0,817	9,118	2472760,39	45	107,3	45	177,3
Kom004	Komet	7878	10,308	0,905	162,468	2472678,59	32	313,9	34	198,3
Kom005	Komet	144	2,215	0,847	11,766	2472762,34	0	0,8	0	15,8

Tab. 2.4: Zusammenfassung der generierten Modellpopulation: Objektklasse, Größe  $D$ , Bahneigenschaften  $a$ ,  $e$  und  $i$ , Kollisionszeitpunkt  $t_{\text{Koll}}$  und maximale Vorwarnzeit  $t_{\text{Vorwarn}}$  für zwei suchbegrenzende Helligkeiten ( $V_{\text{limit}} \leq 20,5$ ,  $V_{\text{limit}} \leq 24$  ab 2012).

### 3. Modellierung von interplanetarer Bahn, atmosphärischem Eintritt und Schadenspotential

Die im vorangegangenen Kapitel generierte Modellpopulation soll im weiteren Verlauf der Arbeit als Grundlage für die Analyse von Bahnbeeinflussungsmissionen dienen. Außerdem sollen die potentiellen Schäden durch die Kollision der Modellobjekte mit der Erde abgeschätzt werden. Dazu ist zunächst eine genaue Beschreibung der interplanetaren Bahnen der individuellen Objekte unerlässlich, die aus der numerischen Lösung der Mehrkörper-Bewegungsgleichung folgt. Weiter müssen Störbeschleunigung, Ablation und Verformung der Objekte beim atmosphärischen Eintritt Berücksichtigung finden, um schließlich den Eintrittspfad und die etwaige Explosions- oder Einschlagsenergie zu bestimmen. Dieses Kapitel beschreibt die zur Modellierung dieser Phänomene verwendeten numerischen Methoden und analysiert weitere Störeffekte auf die Planeten- und Modellobjektbahnen. Abschließend werden Ergebnisse zur Eintrittsrechnung diskutiert.

#### 3.1 Interplanetare Umlaufbahnen

Auf ihren Bahnen um die Sonne unterliegen die Modellobjekte dem gravitativen Einfluss der Planeten und ihrer Monde sowie anderer massereicher Planetesimale. Die auf ein Objekt  $i$  infolge der Gravitation der Sonne (Index  $Sun$ ) und der „Drittkörper“ (Index  $k$ ) wirkende Beschleunigung im heliozentrischen Inertialsystem lautet [140]

$$\vec{r}_i = -G(m_{Sun} + m_i) \frac{\vec{r}_i}{|\vec{r}_i|^3} + G \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^n m_k \left( \frac{\vec{r}_k - \vec{r}_i}{|\vec{r}_k - \vec{r}_i|^3} - \frac{\vec{r}_k}{|\vec{r}_k|^3} \right) \quad (3.1)$$

$G$  bezeichnet die Gravitationskonstante,  $n$  die Anzahl der „Drittkörper“,  $m$  ihre Masse und  $\vec{r}$  ihren dreidimensionalen Ortsvektor. Die Objektmasse  $m_i$  im linken Klammerausdruck beschreibt den gravitativen Einfluss des Objektes auf die Sonne, während der rechte Term im rechten Klammerausdruck den Einfluss der „Drittkörper“ auf die Sonne darstellt.

Insgesamt handelt es sich um ein System von  $3n$  Differentialgleichungen (DGL) 2. Ordnung. Die Lösung des DGL-Systems erfolgt aufgrund der hohen Genauigkeit bei geringer CPU-Zeit mit dem numerischen Integrationsalgorithmus RA15, einem Mehrschrittverfahren der 15. Konvergenzordnung [43]. Änderungen des FORTRAN-Quellcodes werden lediglich innerhalb der Kräfte-Routine vorgenommen, um neben der implementierten Mehrkörper-Problematik weitere Störeffekte zu erfassen. Außerdem werden diverse übergeordnete Hauptprogramme geschrieben, die auf diese Bibliothek zugreifen. Im Folgenden wird der RA15-Algorithmus kurz erläutert.

Zuvor muss erwähnt werden, dass in dieser Arbeit drei verschiedene Objektdatenbanken Verwendung finden, um die Ephemeriden von Planeten, Asteroiden und Kometen, und Modellobjekten bereit zu stellen. Alle Ephemeriden basieren auf dem „International Celestial Reference Frame“ (ICRF) und gelten in dem heliozentrisch-ekliptischen Koordinatensystem zur Referenzepoche J2000 (s. Kap. 2.1). Die *Planeten- und Erdmondephemeriden* werden mit Hilfe der Fortran-Subroutine SPKEZR erzeugt [103] und basieren auf den NASA JPL DE405 Ephemeriden. Dabei erfolgt die Bahnbeschreibung einzelner Himmelskörper durch eine Potenzreihenentwicklung, deren Koeffizienten aus Beobachtungen, insbesondere mit

VLBI, abgeleitet werden. Die den DE405 Ephemeriden zugrunde liegenden Tschebyscheff-Polynome besitzen eine Interpolationsgenauigkeit von weniger als 25 m für die Planeten und weniger als 1 m für den Mond in dem Zeitbereich vom 9.12.1599 bis 20.2.2201 [133]. Die *Ephemeriden der realen Asteroiden* beruhen auf der Datenbank der astrometrischen Beobachtungen des Minor Planet Center (MPC) und stehen via ftp zur Verfügung [15]. Die Bahnelemente der *realen erdnahen Kometen* werden NASAs „Near-Earth Object Program“ entnommen [150]. Die *Modellobjektephemeriden* werden durch das in Kapitel 2.1 beschriebene Verfahren erzeugt.

### 3.1.1 Gauß-Radau-Integrator

Aufgabe des Integrationsalgorithmus RA15 ist es, ein DGL-System der allgemeinen Gestalt

$$\vec{r} = f(t, \vec{r}, \vec{\dot{r}}) \quad \text{bzw.} \quad \begin{matrix} \vec{r}_1 \\ \vdots \\ \vec{r}_n \end{matrix} = \begin{matrix} f_1(t, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n, \vec{\dot{r}}_1, \dots, \vec{\dot{r}}_n) \\ \vdots \\ f_n(t, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n, \vec{\dot{r}}_1, \dots, \vec{\dot{r}}_n) \end{matrix} \quad (3.2)$$

zu lösen. Dabei bezeichnet  $n$  die Anzahl der Berücksichtigung findenden Objekte. Aufgrund der 3-Dimensionalität der Bahnproblematik müssen insgesamt  $3n$  Gleichungen gleichzeitig gelöst werden. Die hier berücksichtigten, auf diese Objekte wirkenden Beschleunigungen  $\vec{r}$  resultieren aus der Gravitation und gegebenenfalls aus eingebrachten Schüben durch Triebwerke, Lichtdruck, etc. und sind somit nur von der Position der Objekte und explizit von der Zeit abhängig. Damit liegt der spezielle Fall der DGL vor

$$\vec{r} = f(t, \vec{r}) . \quad (3.3)$$

Die Orts- und Geschwindigkeitsvektoren der Objekte müssen zu einem Zeitpunkt  $t_0$  bekannt sein (Anfangsbedingungen)

$$\vec{r}(t_0) = \vec{r}_0 \quad \text{und} \quad \vec{\dot{r}}(t_0) = \vec{\dot{r}}_0 . \quad (3.4)$$

Das Gleichungssystem (3.3) kann nicht elementar integriert werden. Um für jedes Objekt die sechs Positions- und Geschwindigkeitskoordinaten  $r_k$  und  $\dot{r}_k$  ( $k = x, y, z$ ) zu einem Zeitpunkt  $t$  zu bestimmen, muss eine numerische Auswertung erfolgen. Dazu wird der Integrand  $f(t, r_k)$  bezüglich einiger Stützstellen durch ein Polynom  $p(t, r_k)$  interpoliert, und das Integral über  $f(t, r_k)$  wird durch das über  $p(t, r_k)$  ersetzt. In RA15 wird dazu ein implizites Mehrschrittverfahren (Prädiktor-Korrektor-Verfahren) verwendet. Das zugrunde liegende Polynom entspricht im Wesentlichen einer MacLaurinschen Reihe der Form (der Index  $k$  wird nachfolgend vernachlässigt)

$$\ddot{r} = \ddot{r}_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 + a_5 t^5 + a_6 t^6 + a_7 t^7 . \quad (3.5)$$

Aus der Integration folgt dann  $\dot{r}$  bzw. nach nochmaliger Integration

$$r = r_0 + \dot{r}_0 t + \frac{\ddot{r}_0}{2} t^2 + \frac{a_1}{6} t^3 + \frac{a_2}{12} t^4 + \frac{a_3}{20} t^5 + \frac{a_4}{30} t^6 + \frac{a_5}{42} t^7 + \frac{a_6}{56} t^8 + \frac{a_7}{72} t^9 . \quad (3.6)$$

Die Koeffizienten  $a_i$  werden iterativ ermittelt. Aufgrund der 3-Dimensionalität sind also  $3n \cdot 7$  Koeffizienten zu bestimmen. Dazu werden, wie in Abbildung 3.1 gezeigt, an acht Stützstellen ( $t_0 = 0, \dots, t_7 < T$ ) aus Näherungswerten für  $r$  die Beschleunigungen  $\ddot{r}$  bestimmt, um daraus die Koeffizienten abzuleiten. Aus den Koeffizienten werden verbesserte Positionen  $r$  gefunden, usw. Das Verfahren ist implizit, d.h. am Anfang der Integration sind Koeffizienten und Positionen unbekannt. Am Ende der ersten Sequenz kann jedoch die Information über die gefundenen Koeffizienten zur Ermittlung von Startwerten für die Koeffizienten in der folgenden Sequenz genutzt werden. Dadurch wird die Anzahl der benötigten Iterationen von sechs für die erste Sequenz auf nur zwei für alle weiteren Sequenzen verringert.

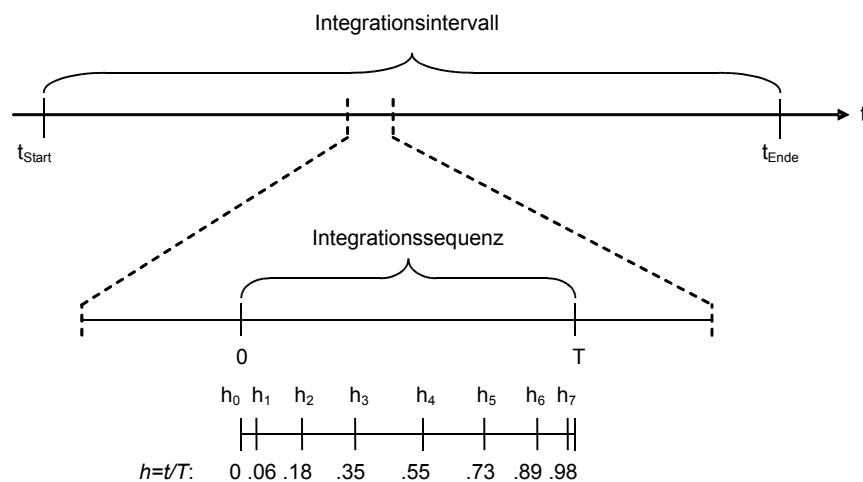


Abb. 3.1: Veranschaulichung der Gauß-Radau-Schrittweite.

Für konstante Schrittweiten  $h = t/T$  innerhalb einer Integrationssequenz  $T$  entspräche der globale Diskretisierungsfehler  $O(h^p)$  dem ersten vernachlässigten Glied in (3.6) und wäre somit von der Konvergenzordnung  $p = 9$ . Die in RA15 verwendeten Schrittweiten vom Gauß-Radau-Typ sind jedoch so angeordnet (Abb. 3.1), dass bei gleicher Schrittanzahl wesentlich höhere Genauigkeiten erreicht werden können. Die mit RA15 erreichte Konvergenzordnung beträgt  $p = 15$ .

Die Länge einer Integrationssequenz  $T$  wird innerhalb der Routine automatisch angepasst und ist abhängig von der geforderten Integrationsgenauigkeit  $LL$  bzw. dem zulässigen Fehler  $10^{-LL}$ . Am Ende jeder Sequenz wird kontrolliert, ob der letzte Term in (3.6) kleiner als  $10^{-LL}$  ist. Ist dies nicht der Fall, wird die Sequenzgröße verringert und die Integration dieser Sequenz wiederholt. Andernfalls werden die gefundenen Koeffizienten und Positionen an die anschließende Sequenz übergeben und diese wird gestartet. Die hier verwendete Längeneinheit ist AE, das heißt der Fehler für  $LL = 6$  oder  $LL = 10$  ist geringer als  $10^{-6}$  AE ( $\approx 150$  km) oder  $10^{-10}$  AE ( $\approx 15$  m). Soll mit noch größerer Genauigkeit gerechnet werden, wird die Hard- und Software-spezifische Grenze erreicht. Im hier verwendeten Fortran-Compiler können maximal Fließkommazahlen („double precision“) mit einer Genauigkeit von insgesamt 15 Stellen exakt behandelt werden. Für sonnenferne Objekte wie z.B. Uranus entspricht das 2 Vorkomma- und 13 Nachkommastellen bei Verwendung astronomischer Einheiten.

### 3.1.2 Fehlerbetrachtung

#### Numerischer Fehler

Um  $LL$  angemessen zu wählen, wird ein Genauigkeitstest für  $5 \leq LL \leq 16$  durchgeführt. Hierbei werden die neun Planeten und der Erdmond über einen Zeitraum von 50 Jahren rückwärts integriert (von 2049 bis 1999) und anschließend wieder vorwärts integriert. Aus den Positionsergebnissen und den Eingangspositionen wird der Positionsfehler eines Objektes  $n$

$$Fehler_n = \sqrt{(x_{n,in} - x_{n,out})^2 + (y_{n,in} - y_{n,out})^2 + (z_{n,in} - z_{n,out})^2} \quad (3.7)$$

ermittelt und in Abbildung 3.2 dargestellt. Für die Bewegung der Planeten stimmt die theoretische Genauigkeit gut mit der erzielten Genauigkeit überein, allerdings nur für  $LL \leq 11$ . Für größere  $LL$  wird der Fehler nicht kleiner – er nimmt zum Teil sogar zu. Ursache dafür könnte eine zu kleine Sequenzgröße sein, wodurch die Fortpflanzung von Rundungsfehlern begünstigt wird. Die Ergebnisse für den Mond weisen bei gleicher Tendenz einen größeren Fehler auf. Um die Bewegung von Mond und Erde um den gemeinsamen Schwerpunkt zu erfassen sind wesentlich kleinere Schrittweiten nötig, die einen entsprechend größeren Rundungsfehler hervorrufen. Die erreichte Genauigkeit ist jedoch bemerkenswert – die maximale Abweichung in der Position des Mondes beträgt für  $LL = 10$  weniger als 30 m ( $2 \cdot 10^{-10}$  AE) und ist vollkommen ausreichend für die in dieser Arbeit verfolgten Ziele. Daher wird durchgehend mit  $LL = 10$  gearbeitet.

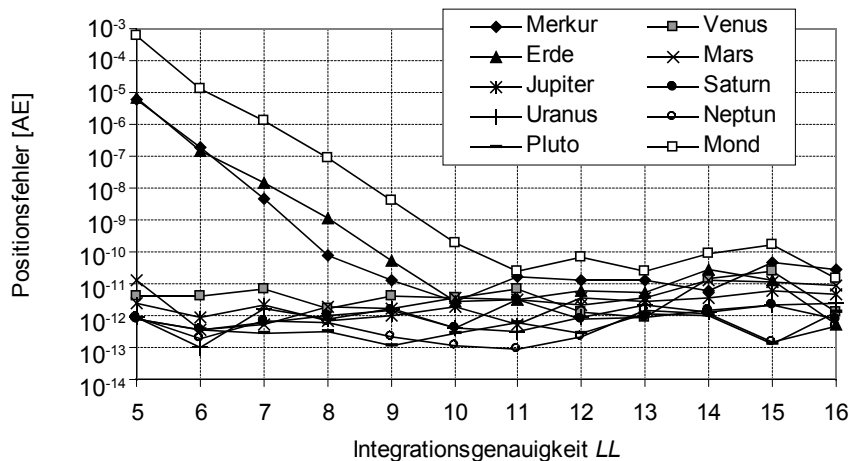


Abb. 3.2: Erreichter Integrationsfehler in Abhängigkeit vom Parameter  $LL$  (Integrationsgenauigkeit).

#### Positionsfehler durch allgemeine Relativität und Erdabflachung

Um den Einfluss hier nicht betrachteter Bahnstörungen zu quantifizieren, werden zunächst die mit RA15 ermittelten Planeten- und Mondpositionen mit den hoch-genauen JPL-DE405-Positionen aus der Ephemeridenroutine SPKEZR verglichen. Der Integrationszeitraum beträgt 50 Jahre, wobei die Ephemeridendaten zum Integrationsbeginn (31.12.1999) als Eingangswerte für RA15 dienen. Die mit (3.7) ermittelten Positionsfehler sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Bei den äußeren Planeten ist der Positionsfehler sehr gering ( $< 300$  km für Jupiter), gemessen an den Dimensionen der Planeten. Für die inneren Planeten und den



Mond werden Abweichungen von maximal 10.000 km erzielt. Die Hauptursache für diese Abweichungen ist zum einen in der allgemeinen Relativität zu suchen, z.B. für die Bahn des Merkurs, und zum anderen in der Annahme von Punktmassen, besonders bei der Bewegung von Erde und Mond. Um den zweiten Effekt zu dämpfen, wäre ein aufwendiges Modell der Gravitationspotentiale von Erde und Mond notwendig, z.B. [140].

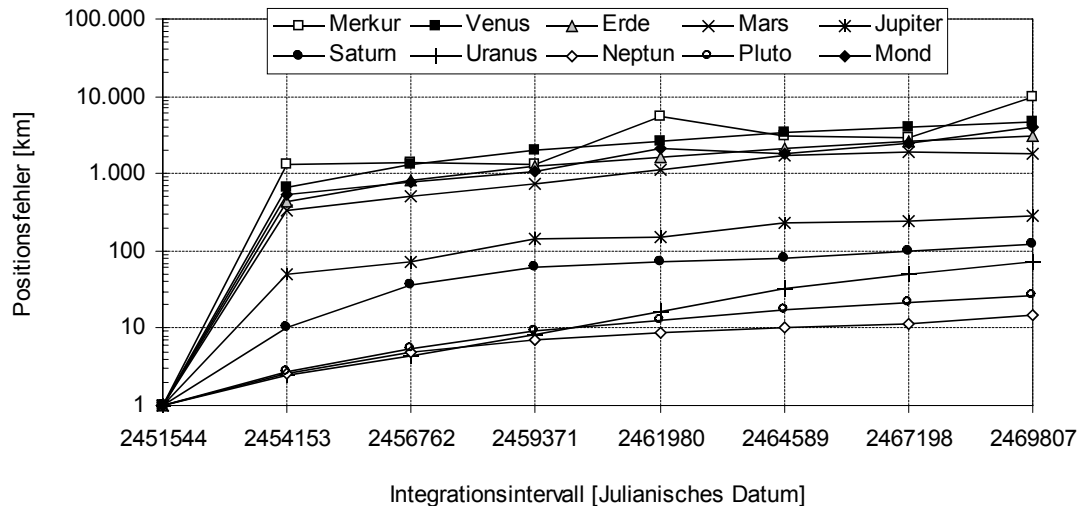


Abb. 3.3: Positionsfehler der Planeten und des Mondes aufgrund der Vernachlässigung weiterer Störkräfte.

Der Einfluss der allgemeinen Relativität bewirkt eine Periheldrehung der Merkurbahn um 43'' pro Jahrhundert [101]. Betrachtet man den hier gewählten Integrationszeitraum von 50 Jahren ergibt sich eine Positionsabweichung im Bereich von 4.800 km bis 7.000 km für den Zeitpunkt des Perihel- und Apheldurchgangs, respektive. Beide durch die genannten Effekte entstehenden Fehler auf die Positionen von Erde, Mond und Merkur pflanzen sich fort und greifen aufgrund der gegenseitigen Gravitation auf die benachbarten Planeten Venus und Mars über. Dadurch ist der hier festgestellte Fehler für die Positionen der inneren Planeten (< 10.000 km) zu erklären. Der Einfluss auf die äußeren Planeten ist aufgrund der enormen Masse von Jupiter bzw. der großen Distanz der weiteren Planeten gering.

### 3.1.3 Diskussion weiterer Störeinflüsse

Nachfolgend werden weitere Einflüsse auf die Bahnen der Asteroiden und Kometen diskutiert. Diese weisen neben ihrer geringen Masse auch deutlich größere Verhältnisse aus Fläche zu Masse auf als die Planeten und unterliegen dadurch auch deutlich stärker dem Einfluss nicht-gravitativer Störungen. Die nachfolgende Abhandlung dient lediglich der Veranschaulichung dieser Störeinflüsse und zielt nicht auf ihre Berücksichtigung innerhalb der numerischen Integration. Da hier nur virtuelle Objektbahnen betrachtet werden, entsteht durch Vernachlässigung weiterer Terme auch kein Fehler: die zu einem Kollisionszeitpunkt erstellten und dann rückwärts bis zum Startzeitpunkt der Betrachtung integrierten Objektbahnen werden später mit dem selben Modell vorwärts integriert, so dass lediglich ein numerischer Fehler auftritt, der wie bereits gezeigt sehr klein ist.

Die Störeinflüsse gewinnen jedoch erheblich an Bedeutung wenn z.B. Kollisionswahrscheinlichkeiten tatsächlich beobachteter Asteroiden oder Kometen mit der Erde bestimmt werden. In diesem Fall würde die Vernachlässigung der Terme zu Positionsfehlern von bis zu 100.000 km führen, wie im Folgenden gezeigt wird. Außerdem muss im Falle einer Bahneinflussung die zu erzielende Bahnänderung auch etwaige Bahnunsicherheiten durch schwer zu bestimmende Einflüsse wie zum Beispiel den Yarkovsky-Effekt berücksichtigen. Die bei Kometen auftretende nichtgravitative Kraft kann jedoch eine so große Bahnunsicherheit bewirken (bis zu 0,1 AE), dass weder eine Einschätzung der Kollisionsgefahr noch eine sichere Beeinflussung der Bahn möglich scheinen (s. Diskussion in Kap. 4.1.1).

### Solarer Strahlungsdruck

Die durch den solaren Strahlungsdruck auf einen NEO in radialer Richtung hervorgerufene kontinuierliche Beschleunigung im HKS ist

$$\vec{r}_{NEO, Strahlung} = \frac{q_{solar}}{c} \frac{A_{NEO}}{m_{NEO}} (1 + p_{Albedo}) \frac{\vec{r}_{NEO}}{r_{NEO}}, \quad (3.8)$$

mit dem in einer heliozentrischen Entfernung  $r_{NEO}$  wirkendem solaren Strahlungsfluss

$$q_{solar} = \sigma T_{Sun}^4 \frac{R_{Sun}^2}{r_{NEO}^2} \quad (3.9)$$

und der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \text{ K}^4)$ .  $T_{Sun} \cong 5.770 \text{ K}$  bezeichnet die Oberflächentemperatur der Sonne und  $R_{Sun} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$  den Sonnenradius.  $c$  bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit,  $p_{Albedo}$  den Anteil des reflektierten Sonnenlichts und  $A_{NEO}$  und  $m_{NEO}$  die Fläche der sonnenzugewandten Seite und die Objektmasse. Das Verhältnis aus  $A_{NEO}$  zu  $m_{NEO}$  ist proportional zu  $R_{NEO}^{-1}$ . Demnach ist die auf sehr kleine Objekte wirkende Störbeschleunigung besonders groß. Die Beschleunigung infolge des solaren Strahlungsdrucks kann direkt in der numerischen Berechnung berücksichtigt werden, indem die Bewegungsgleichung (3.1) um den obigen Beschleunigungsterm erweitert wird. Die objektspezifischen Angaben Albedo, Durchmesser und Dichte sind in der Datenbank der Modellpopulation enthalten (Kap. 2.4).

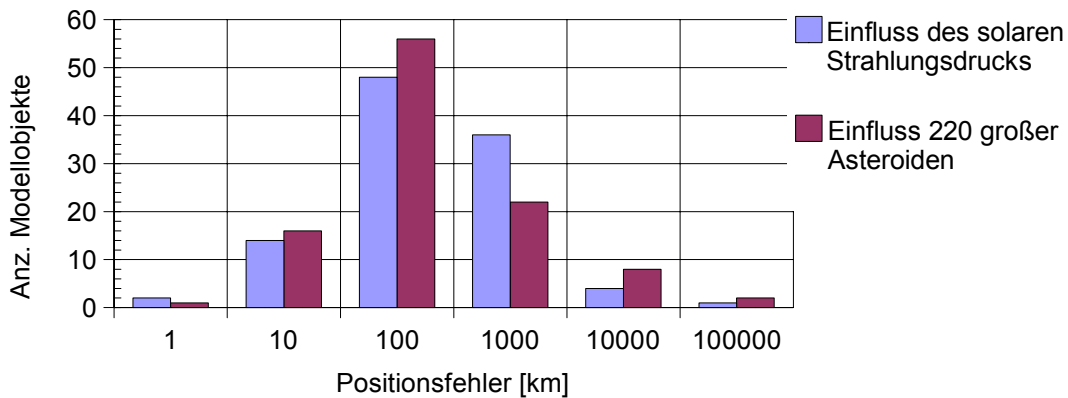


Abb. 3.4: Positionsfehler aufgrund der Vernachlässigung des Einflusses des solaren Strahlungsdrucks (linke Balken) und der gravitativen Störung durch 220 Asteroiden mit  $D > 100 \text{ km}$  (rechte Balken).

In Abbildung 3.4 sind u.a. die Ergebnisse zum Einfluss des solaren Strahlungsdrucks auf die 105 Modellobjekte in einem Integrationszeitraum von 45 Jahren (1.1.2005 bis 1.1.2050) zusammengefasst. Der Zeitraum umfasst nicht die Zeitpunkte der Kollisionen mit der Erde nach 2050. Dazu wurden die Objekte einmal unter Berücksichtigung des Störeinflusses und einmal unter Vernachlässigung bis zum Endzeitpunkt vorwärts integriert und die Abweichungen ihrer Positionen auf gestörter zu ungestörter Bahn zum Endzeitpunkt ermittelt. Die Abweichung beträgt für über 90% der Objekte weniger als 1.000 km. Für 10 Objekte tritt infolge naher Vorbeiflüge an der Erde (0,002 AE für Ast033, Ast056 und  $< 0,01$  AE für Ast007, Ast015, Ast030, Ast031, Ast040, Ast044, Ast051, Ast081) bzw. an der Venus (0,007 AE für Ast057) eine Verstärkung der Bahnabweichung auf, die in Positionsfehlern von bis zu 100.000 km resultiert. Ein Teil dieser Objekte würde zum eigentlichen Kollisionszeitpunkt (2050 bis 2060) die Erde verfehlen. Dieses Ergebnis zeigt die Bedeutung einer genauen Bahnberechnung im Falle einer Kollisionsprognose durch wirkliche PHOs. Im Folgenden wird der Einfluss des solaren Strahlungsdrucks wieder vernachlässigt.

### **Gravitative Störung durch große Asteroiden**

Die in dieser Arbeit verfolgte Mehrkörper-Bahnintegration beruht neben der Anziehung durch den Zentralkörper in erster Linie auf der gegenseitigen Anziehung der Planeten und des Mondes sowie ihres gravitativen Einflusses auf die Modellobjekte. Wie in Kapitel 1.1.1 gezeigt, existieren neben den Planeten und ihren Monden auch mehrere Millionen Asteroiden und Kometen in unserem Sonnensystem. Diese Objekte sind zwar relativ klein ( $D < 1.000$  km), ihre Masse kann jedoch bei nahen Vorbeiflügen anderer Objekte beträchtliche Störbeschleunigungen auf ihnen hervorrufen. Um diesen Effekt abzuschätzen, werden alle bekannten Asteroiden mit  $D > 100$  km in der Integration berücksichtigt. Dabei handelt es sich neben Ceres, Pallas und Vesta um weitere 217 Asteroiden, deren Massen aus ihrem Durchmesser (Annahme einer Kugelform) und einer mittleren angenommenen Dichte von  $2.500 \text{ kg/m}^3$  bestimmt werden. Die Ephemeriden und Größen der Objekte werden der Datenbank des MPC [15] entliehen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 3.4 in Form des Positionsfehlers nach 45 Integrationsjahren zusammengefasst. Demnach unterliegen alle Modellobjekte dem Einfluss der 220 großen Asteroiden. Für einige Objektbahnen treten sogar Unterschiede von über 1.000 km auf (Ast007: 34.810 km, Ast029: 2.300 km, Ast044: 5.010 km, Ast056: 1.415 km, Ast068: 1.090 km). Es bleibt festzustellen, dass aus Gründen der CPU-Rechenzeit hier nur ein sehr kleiner Bruchteil der bekannten Asteroiden-Population berücksichtigt wird. Der Einfluss eines hier nicht verfolgten Objektes kann den gefundenen Positionsfehler zusätzlich vergrößern.

### **Yarkovsky-Effekt**

Der von der NEO-Oberfläche absorbierte Anteil der solaren Strahlung ( $1 - p_{\text{Albedo}}$ ) führt zu einer Aufwärmung der sonnenzugewandten Seite. Diese Wärme wird in Abhängigkeit von der thermischen Trägheit des NEO-Materials jedoch nicht sofort vollständig in Form von Wärmestrahlung abgegeben. Diese tritt verzögert als Funktion der Rotationsrate und Ausrichtung der Rotationsachse auf, vorzugsweise auf der „Nachmittagsseite“. Dabei treten aus der Oberfläche Photonen aus und übertragen einen geringen Impuls, der im Gegensatz zum solaren Strahlungsdruck auch nicht-radiale Beschleunigungsterme hervorruft. Dieser so

genannte Yarkovsky-Effekt wurde zuerst bei Raumfahrzeugen entdeckt und ist abhängig von der Masse, Größe, Form, Rotation, und Oberflächenverteilung von optischen und thermischen Eigenschaften eines Objektes [144].

Je nach Orientierung der Hauptrotationsachse und der Drehrichtung eines NEOs, kann der Yarkovsky-Effekt zum Anheben oder Absenken der NEO-Bahn beitragen (für synchrone oder retrograde Drehrichtung, respektive, bei einer senkrecht zur Bahn stehenden Achse). Die von der Kugelform abweichende Gestalt, die besonders bei kleinen Objekten auftritt, und die nur unzureichend bekannten thermischen Eigenschaften, insbesondere die Wärmeleitfähigkeit, rufen zusätzlich eine Unsicherheit im Betrag der Bahnänderung hervor.

Anstelle einer aufwendigen Modellierung, z.B. [144], soll hier nur eine Abschätzung zum Einfluss des Yarkovsky-Effekts auf die Objektbahn erfolgen. Für Hauptgürtelasteroiden wurde aus Modellrechnungen zur thermischen Beschleunigung die Änderung der großen Halbachse innerhalb ihrer Lebensdauer bestimmt. Charakteristische Änderungen  $\Delta a$  sind demnach 0,1 AE für kleine ( $D < 100$  m) und 0,01 AE für große Asteroiden ( $D > 10$  km) innerhalb ihrer Kollisionslebensdauern  $t_{lifetime} [10^6 \text{ a}] = 16,8 \cdot (R_{NEO} [\text{m}])^{1/2}$  von  $< 0,12$  und  $> 1,2$  Milliarden Jahren, respektive [14]. Aus  $\Delta a / t_{lifetime} [10^{-10} \text{ AE/a}]$  folgt die Positionsabweichung innerhalb einer Zeitspanne  $\Delta t$  (gemessen in Jahrzehnten) aus der Zahlenwertgleichung [144]

$$\Delta r \cong 7 \frac{\Delta a}{t_{lifetime}} (\Delta t)^2 a^{-3/2} \text{ km} . \quad (3.10)$$

Das Einsetzen von  $a$  erfolgt in AE. Im für die Modellrechnungen verfolgten Zeitraum von 50 Jahren treten damit Positionsabweichungen  $\Delta r < 1.500$  km auf (Annahmen:  $a > 1$  AE,  $D > 100$  m). Es ist zu beachten, dass durch Bahnstörungen hervorgerufene Positionsänderungen infolge von nahen Vorbeiflügen an den Planeten um 2 bis 3 Größenordnungen zunehmen können, wie am Beispiel des solaren Strahlungsdrucks gezeigt. Die Positionsfehler infolge der Vernachlässigung des Yarkovsky-Effekts sind somit von der gleichen Größenordnung wie die durch den solaren Strahlungsdruck hervorgerufenen Abweichungen.

### **Nichtgravitative Kraft (Kometen)**

Die so genannte nichtgravitative Kraft wird durch eine ungleichförmige Sublimation des Eises auf dem rotierenden Kometenkern hervorgerufen. Die durch eine bezüglich des Perihels symmetrische Sublimation auftretende Störbeschleunigung im HKS ist [149]

$$\vec{r}_{NEO, Sublimation} = A_1 f(r_{NEO}) \frac{\vec{r}_{NEO}}{r_{NEO}} + A_2 f(r_{NEO}) \frac{\vec{t}_{NEO}}{t_{NEO}} . \quad (3.11)$$

Darin bezeichnet  $\vec{t}$  den Tangentialvektor der Bahn, der in der Bahnebene normal zum Radialvektor  $\vec{r}$  steht und in Flugrichtung zeigt.  $A_1$  und  $A_2$  sind die radialen und tangentialen nichtgravitativen Parameter und  $f(r)$  ist eine der Sublimationsrate des Eises proportionale Funktion [149]

$$f(r) = C_\alpha \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-C_m} \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_0} \right)^{C_n} \right]^{-C_k} . \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnen  $C_\alpha$  einen Normalisierungsparameter und  $C_m$ ,  $C_n$ ,  $C_k$  und  $r_0$  Parameter, die durch die jeweilige Eisart bestimmt sind.  $r_0$  ist die Entfernung, ab der die Sublimation sehr schnell nachlässt. Für Wassereis sind die Parameter  $r_0 = 2,808$  AE,  $C_\alpha = 0,111262$ ,  $C_m = 2,15$ ,  $C_n = 5,093$  und  $C_k = 4,6142$  [149].

Für einen nicht rotierenden Kometenkern wäre die resultierende nichtgravitative Beschleunigung auf die anti-solare Richtung beschränkt. Ähnlich wie beim Yarkovsky-Effekt entsteht jedoch aufgrund der Rotation des Kerns und der thermischen Trägheit des Oberflächenmaterials eine tangentielle Beschleunigungskomponente. Je nach Rotationsrichtung erfährt ein aktiver Komet somit entlang seiner Bahn eine positive oder negative Beschleunigung.

Nur für 19 der insgesamt 66 bekannten NECs sind die nichtgravitativen Parameter  $A_1$  und  $A_2$  bekannt, mit  $10^{-9} \text{ m/s}^2 < A_1 < 2 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}^2$  und  $-2 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}^2 < A_2 < 10^{-8} \text{ m/s}^2$  [150]. Es ist zu beachten, dass diese Parameter nicht konstant sind. Sie unterliegen z.B. Veränderungen infolge einer Verringerung des Anteils der flüchtigen Bestandteile an der Oberfläche, infolge einer Änderung des Rotationszustandes des Kerns oder infolge unvorhersehbarer Jetausbrüche (engl. „outbursts“). Durch Unkenntnis dieser Eigenschaften entsteht insbesondere beim Periheldurchgang eines Kometen infolge der unbekannten Störbeschleunigung eine große Positionsunsicherheit. Die rechte Spalte in Tabelle 3.1 zeigt exemplarisch die potentielle Änderung der Bahngeschwindigkeit der Modellkometen pro Sonnenumlauf für  $A_2 = 10^{-8} \text{ m/s}^2$  und eine vernachlässigte radiale Beschleunigung ( $A_1 = 0$ ).

Objekt	$q$ [AE]	$P$ [a]	Positionsfehler [AE], Fall 1	Positionsfehler [AE], Fall 2	$\Delta v$ [m/s] pro Orbit für $A_2 = 10^{-8} \text{ m/s}^2$
Kom001	0,976	5,02	0,0235	0,0119	0,0080
Kom002	0,124	5,27	0,5900	0,2738	0,0692
Kom003	0,795	9,05	0,0220	0,0004	0,0102
Kom004	0,979	33,10	0,0095	0,0048	0,0074
Kom005	0,339	3,30	0,1031	0,0437	0,0271

Tab. 3.1: Positionsfehler aufgrund der Vernachlässigung des Einflusses der nichtgravitativen Kräfte auf die Bahnen der 5 Modellkometen anhand von 2 Fallbeispielen in einem Integrationszeitraum von 45 Jahren (2005 – 2050). Rechte Spalte: potentielle Bahngeschwindigkeitsänderung pro Orbit für  $A_1 = 0$  und  $A_2 = 10^{-8} \text{ m/s}^2$ .

Nachfolgend wird der Positionsfehler für die fünf Modellkometen abgeschätzt, indem die Positionen nach 45 Jahren Integrationszeitraum (2005-2050) unter Berücksichtigung der nichtgravitativen Störbeschleunigung mit den ungestörten Positionen verglichen werden. Als nichtgravitative Parameter werden zum einen  $A_1 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}^2$ ,  $A_2 = -2 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}^2$  (Fall 1) und  $A_1 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}^2$ ,  $A_2 = 10^{-8} \text{ m/s}^2$  (Fall 2) verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Insbesondere für kleine Perihelabstände  $q$  treten sehr große Bahnabweichungen von bis zu 0,6 AE auf. Auf die großen Objekte Kom001 und Kom004 entstehen geringere Beschleunigungen und somit auch kleinere Positionsfehler. Die Anzahl der Umläufe innerhalb des Integrationszeitraums besitzt ebenfalls großen Einfluss auf den Positionsfehler. Demnach gestaltet sich besonders bei kurzperiodischen Objekten mit kleinen Perihelabständen eine Kollisionsprognose als sehr schwierig. Ist das Objekt einige Umläufe vor dem vermeintlichen Kollisionszeitpunkt bekannt, so können die nichtgravitativen Parameter

bestimmt werden, und der Positionsfehler verringert sich. Wie bereits diskutiert, sind diese Parameter jedoch nicht konstant, so dass eine gewisse Unsicherheit verbleibt. In [149] wurde gezeigt, dass sich die Parameter innerhalb eines Jahrzehnts um einen Faktor fünf ändern können.

### **Weitere gravitative Störeinflüsse**

Abschließend sollen weitere Störeinflüsse anhand eines Beispiels aus der Literatur diskutiert werden. In einer Studie zur Kollisionswahrscheinlichkeit des Asteroiden 1950 DA mit der Erde im Jahr 2880 wurden neben den oben genannten Einflüssen auch zusätzliche gravitative Störeinflüsse betrachtet [48]. Demnach entsteht durch vorbeiziehende benachbarte Sonnensysteme innerhalb der Milchstraßengalaxis eine Beschleunigung von etwa  $10^{-18} \text{ m/s}^2$ . Zum Vergleich: in einer Entfernung von 1 AE ruft der solare Strahlungsdruck eine Beschleunigung von  $10^{-12} \text{ m/s}^2$  hervor. Durch die Sonne entstehen zwei weitere Einflüsse, indem zum einen ihre Masse mit einer Rate von  $-5,76 \cdot 10^9 \text{ kg/s}$  abnimmt, und die Sonne zum anderen eine Abflachung an ihren Polen aufweist. Die durch Berücksichtigung beider Effekte hervorgerufene Positionsabweichung ist von der gleichen Größenordnung wie die durch galaktische Gezeiten. Für 1950 DA beträgt sie  $10^4 \text{ km}$  nach 880 Jahren Integrationszeitraum, in dem auch zwei nahe Vorbeiflüge an der Erde auftreten [48]. Durch den solaren Strahlungsdruck entsteht im selben Zeitraum eine Abweichung von  $10^7 \text{ km}$ . Da diese Positionsfehler drei Größenordnungen kleiner sind als der Fehler durch den solaren Strahlungsdruck, wird geschlussfolgert, dass innerhalb des kurzen Integrationszeitraums von etwa 50 Jahren durch die weiteren gravitativen Störeinflüsse kein signifikanter Einfluss auf den Kollisionsverlauf entsteht.

## **3.2 Atmosphärischer Eintritt**

Tritt ein Kollisionsobjekt in die Atmosphäre der Erde ein, so entstehen zusätzlich zu den bereits diskutierten Beschleunigungen weitere Einflüsse auf das Objekt. So erfährt der Meteor z.B. eine negative Beschleunigung infolge des atmosphärischen Staudrucks auf die Stirnfläche. Des Weiteren kann durch den Staudruck die Ablation und Fragmentierung eines Objektes auftreten. Nachfolgend werden diese Effekte und deren numerische Modellierung erklärt, sowie Ergebnisse der Modellrechnungen diskutiert.

### **3.2.1 Numerisches Modell**

Für die anschließende Betrachtung werden die bislang kugelsymmetrischen Modellobjekte als „kubische“ Zylinder modelliert. Dieses Vorgehen ist vorteilhaft für die Beschreibung der Formänderung durch Fragmentierung. Obwohl dieses Modell wenig mit der tatsächlichen Formenvielfalt von erdnahen Objekten übereinstimmt, sind die damit erzielten Ergebnisse dennoch in guter Übereinstimmung mit beobachteten Objekteinschlägen und Explosionen [34]. Der Zylinder besitzt zunächst den Durchmesser  $2 \cdot R_{\text{NEO}}$  sowie die Höhe  $h_{\text{NEO}} = 2 \cdot R_{\text{NEO}}$ . Infolge einer eventuell auftretenden Fragmentierung kommt es zu einer Vergrößerung des Durchmessers bei gleichzeitiger Abflachung der Höhe (engl. „Pancaking“). Die Bewegung erfolgt längs der Symmetrieachse, so dass die Stirnfläche  $A_{\text{NEO}} = \pi R_{\text{NEO}}^2$  beträgt.

Neben dieser einfachen Modellierung findet man in der Literatur auch kompliziertere Ansätze, bei denen die Bewegung, aerodynamische Last, weitere Fragmentierung und Ablation für jedes einzelne Fragment des zerstörten Objektes berechnet wird, z.B. [10]. Diese Vorgehensweise unterscheidet sich im Ergebnis der Eintrittsrechnung jedoch nur für kleine Objektdurchmesser ( $D < 50$  m) von der Pancake-Methode, mit der eine geringere Energieabsorption und somit eine geringere Fragmentierung erzielt wird [10]. Da hier jedoch ausschließlich Objekte mit  $D > 100$  m betrachtet werden, entsteht durch das einfachere Vorgehen kein signifikanter Fehler.

### **Atmosphärischer Widerstand (Aerobraking)**

Zusätzlich zu den in (3.1) berücksichtigten gravitativen Beschleunigungen wirkt im HKS infolge der Wechselwirkung mit der Atmosphäre eine negative Beschleunigung auf den Meteor

$$\vec{r}_{NEO, Aero} = \frac{-c_W \rho_{Luft}}{2m_{NEO}} A_{NEO} |\vec{r}_{NEO} - \vec{r}_A| (\vec{r}_{NEO} - \vec{r}_A). \quad (3.13)$$

Darin bezeichnet  $c_W$  den Luftwiderstandsbeiwert ( $c_W \cong 2,0$  für Kugel [140],  $c_W \cong 1,7$  für Zylinder [34]) und  $\rho_{Luft}$  die Atmosphärendichte. Die Masse  $m_{NEO}$  und Stirnfläche  $A_{NEO}$  des Meteors ändern sich infolge von Ablation und Fragmentierung während des Atmosphärenfluges. Die entsprechenden noch zu definierenden Differentialgleichungen müssen daher gleichzeitig gelöst werden.

Für die Beschreibung der Dichte als Funktion der Höhe über der Erdoberfläche wird ein einfaches Atmosphärenmodell herangezogen, welches eine exponentielle Abhängigkeit von der Höhe annimmt [95]

$$\rho_{Luft} = \rho_0 e^{-I_{Null} / H_0}. \quad (3.14)$$

Darin bezeichnen  $\rho_0 = 1,22 \text{ kg/m}^3$  und  $H_0 = 8,1 \text{ km}$  die Referenzdichte und Referenzhöhe.  $I_{Null}$  ist die Höhe über Null,  $I_{Null} = |\vec{r}_{NEO} - \vec{r}_A| - R_A$  mit  $R_\oplus = 6.371 \text{ km}$ .

### **Auftrieb**

Die hier verfolgte Abstraktion der Meteorform als Zylinder mit Ausrichtung der Symmetrieachse entlang des Flugpfades lässt keine Entstehung einer Auftriebskraft zu. Lediglich ein Kippen der Achse würde eine auf Unter- und Oberseite verschiedene Umströmung des Meteors bewirken und so einen Druckunterschied hervorrufen. Die resultierenden Kräfte sind jedoch äußerst gering. Zum Beispiel beträgt der Einfluss der Auftriebskraft auf die Explosionshöhe von Objekten mit  $30 \text{ m} < D < 60 \text{ m}$ , z.B. Tunguska-Objekt, nur 1% [34]. Für die hier betrachteten Objekte ist dieser Einfluss aufgrund des größeren Durchmessers der Modellobjekte noch geringer, da die Auftriebskraft proportional zum Verhältnis aus Stirnfläche und Masse ist,  $F_{Auftrieb} \propto A_{NEO} / m_{NEO} \propto 1/D_{NEO}$ . Da der Auftriebsbeiwert von Meteoriten ohnehin schwierig zu erfassen ist, und der Einfluss der Auftriebskraft das Endergebnis nicht wesentlich beeinflusst, wird im Folgenden von einer Modellierung des Auftriebs abgesehen.

### Ablation

Aufgrund des hypersonischen Flugs des Meteors, kann die Luft vor dem Objekt nicht schnell genug entweichen und wird zu einer sehr dichten Schicht komprimiert. Die in dieser Schicht auftretenden Dichten, Drücke und Temperaturen sind diskontinuierlich zur umgebenden Luft. Die Grenze wird als Stoßwelle bezeichnet. Aufgrund der extremen Temperaturen im Bereich zwischen Objektoberfläche und Stoßwelle wird die eingeschlossene Luft zu einem Plasma ionisiert. Die Temperaturstrahlung und Konvektion innerhalb der Stoßwelle bewirken das Aufschmelzen und Verdampfen von Oberflächenmaterial, das anschließend abströmt (Ablation). Der Massenverlust eines Meteors infolge der Aufheizung durch die Stoßwelle ist [95, 59]

$$\frac{dm_{NEO}}{dt} = \frac{-\alpha \rho_{Luft} A_{NEO} \dot{r}_{NEO}^3}{2H_{NEO}} \quad (3.15)$$

Zahlenwerte für die spezifische Wärme  $H_{NEO}$  zum Aufschmelzen und Verdampfen von NEO-Material wurden bereits in Tabelle 2.3 für fünf verschiedene Materialkategorien zur Verfügung gestellt und sind den einzelnen Modellobjekten zugeordnet.  $\alpha$  bezeichnet den dimensionslosen Wärmeübergangskoeffizienten, der in der Literatur mit Werten zwischen 0,02 [95] und 0,1 (Bronshten, 1983 in [34]) angegeben wird. Letzterer Wert wurde aus fotografischen Beobachtungen von Meteoriten bestimmt. Aus diesen Beobachtungen geht außerdem hervor, dass  $\alpha$  für Höhen größer 30 km nahezu konstant ist, für geringere Höhen nimmt der Koeffizient mit zunehmender Dichte ab. Der zunächst mit zunehmender Dichte größer werdende Ablationsmassenstrom wird dann nahezu konstant. Die Ursache dafür liegt in der durch thermische Ionisation begrenzten Temperatur in der Stoßwelle von maximal 25.000 K bis 30.000 K. Die maximale Ablationsrate ist demnach [34]

$$\left( \frac{dm_{NEO}}{dt} \right)_{max} = - \frac{A_{NEO} \sigma T_{max}^4}{H_{NEO}} \text{ mit } T_{max} = 25.000 \text{ K.} \quad (3.16)$$

Aus der zugrunde liegenden Zylinderform des Meteors folgt

$$m_{NEO} = \rho_{NEO} \pi R_{NEO}^2 h_{NEO}, \text{ und} \quad (3.17)$$

$$\frac{dm_{NEO}}{dR_{NEO}} = 2\rho_{NEO} \pi R_{NEO} h_{NEO}. \quad (3.18)$$

Damit ergibt sich für die zeitliche Änderung des Meteorradius' infolge der Ablation

$$\frac{dR_{NEO}}{dt} = \frac{dm_{NEO}}{dt} \frac{dR_{NEO}}{dm_{NEO}} = \frac{dm_{NEO}}{dt} \frac{1}{2\rho_{NEO} \pi R_{NEO} h_{NEO}} = \frac{dm_{NEO}}{dt} \frac{R_{NEO}}{2m_{NEO}}. \quad (3.19)$$

### Verformung und Fragmentierung

Der Druck vor dem Meteor in Folge der Stoßwelle entspricht dem Staudruck

$$p_{Stau} = 0,5 c_W \rho_{Luft} \dot{r}_{NEO}^2. \quad (3.20)$$



Da die komprimierte Luft nicht schnell genug den Meteor umströmen kann, kann sie auch nicht das Volumen einnehmen, das hinter dem Meteor frei wird. Vor dem Objekt herrscht demnach ein sehr hoher Druck, während sich hinter ihm ein Vakuum befindet. Es wird angenommen, dass die Fragmentierung einsetzt, sobald der mittlere Druck  $p_{Stau} / 2$  über dem Meteor dessen Festigkeit übersteigt. Das Objekt läuft dann aufgrund vernachlässigbarer lateraler Drücke seitwärts auseinander. Die Zylinderform des Meteormodells wird dabei flacher. Die zugrunde liegenden Druckfestigkeiten wurden bereits in Kapitel 2.2.6 diskutiert und den Modellobjekten entsprechend ihrer Kategorie zugewiesen (Tab. 2.3).

Das Kräftegleichgewicht an dem Zylindermantel wird durch [34]

$$(2\pi R_{NEO} h_{NEO}) \left( \frac{1}{4} c_W \rho_{Luft} \dot{r}_{NEO}^2 \right) \simeq m_{NEO} \frac{d^2 R_{NEO}}{dt^2}. \quad (3.21)$$

approximiert. Unter der Annahme einer konstant bleibenden NEO-Dichte folgt für die Verformung

$$\frac{d^2 R_{NEO}}{dt^2} = \frac{c_W \rho_{Luft} \dot{r}_{NEO}^2}{2 \rho_{NEO} R_{NEO}}. \quad (3.22)$$

Falls der Radius des verformten Meteors bzw. der Wolke aus Meteorbruchstücken das Mehrfache des ursprünglichen Radius' erreicht, wird die umschließende Schockwelle aufgerissen und die Bruchstücke werden von einzelnen kleineren Schockwellen umgeben. Die Bruchstücke erfahren seitliche Beschleunigungen und treiben schnell auseinander. Dadurch vergrößert sich die Berührungsfläche mit der Atmosphäre, und Ablation und Aero-braking treten vermehrt auf. Der Atmosphärenflug eines fragmentierten Meteors endet sehr abrupt, wobei die kinetische Energie explosionsartig frei wird. Als kritischer Radius für die Explosion wird ein Faktor 2 bis 10 genannt, die Explosionshöhe ändert sich dadurch jedoch nur um wenige km [34]. In der numerischen Berechnung wird der Meteor nach Überschreiten des fünffachen Anfangsradius als zerstört betrachtet und die freiwerdende Energie wird aus seiner kinetischen Energie bestimmt (Höhenexplosion, s. Kap. 3.3).

### ***Diskussion zum Einfluss der Erdaflachung (J2-Effekt)***

Bewegt sich ein als Punktmasse zu betrachtendes Objekt im Schwerfeld eines sehr viel größeren und ellipsoiden Objektes, dann entsteht in Folge der Störbeschleunigung ein kumulierender und periodischer Einfluss auf den aufsteigenden Knoten und das Argument des Perizentrums des Objekts. Dieser J2-Effekt wird zum Beispiel bei irdischen Raumfahrzeugen beobachtet. Im Falle der Kollisionsobjekte unterliegen diese jedoch nur für sehr kurze Zeit dem Einfluss des J2-Effekts. Selbst der Einfluss der Jupiterabflachung auf die Einschlagsstellen der Shoemaker-Levy 9 Fragmente war äußerst gering [31], obwohl diese von Jupiter eingefangen wurden und ihn einmal umliefen. Da die Abflachung der Erde wesentlich geringer als die des Jupiters ist (J2 ist eine Größenordnung kleiner), wird geschlossen, dass sie einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die Bahn der Kollisionsobjekte besitzt. Eine Betrachtung dieses Einflusses entfällt somit. Für eine allgemeine Beschreibung des J2 Einflusses s. z.B. [140].

### 3.2.2 Numerische Lösung

Für die numerische Lösung der Eintrittsproblematik wird das Runge-Kutta-Verfahren 4. Konvergenzordnung (RK4) herangezogen. Für eine Beschreibung des RK4-Integrators s. z.B. [5, 140]. Für die Anwendung von RK4 muss die obige DGL 2. Ordnung (3.22) in zwei DGL 1. Ordnung zerlegt werden. Damit folgt schließlich für die Änderung des Radius' eines zylindrischen Meteors infolge von Ablation (Gl. (3.19)) und Verformung durch den Staudruck (Gl. (3.22))

$$\frac{dR_{NEO}}{dt} = \left( \frac{dm_{NEO}}{dt} \right) \frac{R_{NEO}}{2m_{NEO}} + Z_{Verformung} \quad \text{und} \quad (3.23)$$

$$\frac{Z_{Verformung}}{dt} = \frac{c_W \rho_{Luft} \dot{r}_{NEO}^2}{2 \rho_{NEO} R_{NEO}} \quad \text{mit} \quad Z_{Verformung} = \left( \frac{dR_{NEO}}{dt} \right)_{Verformung}. \quad (3.24)$$

Diese DGLen werden gleichzeitig mit den Gleichungen zur Bestimmung des Massenverlustes (3.15 bzw. 3.16) und den Bewegungsgleichungen (3.1) inklusive dem Störterm zur Berücksichtigung des atmosphärischen Widerstands (3.13) gelöst. Die Übergabe von interplanetarer Berechnung (Lösung mit RA15) zu atmosphärischer Eintrittsrechnung erfolgt sobald sich ein Objekt auf weniger als 10.000 km der Erdoberfläche nähert. Da mit RK4 ebenfalls das Mehrkörperproblem gelöst wird, kann im Falle eines Atmosphärendurchflugs (engl. „grazing encounter“) auch eine Rückgabe an RA15 erfolgen, um die neue Bahn des Objekts weiter zu verfolgen.

Anhand von Abbildung 3.5 soll kurz die Bedeutung der modellierten Effekte betrachtet werden. Dargestellt sind die numerischen Ergebnisse zum Verlauf von relativer Objektmasse  $m_{NEO}/m_{NEO,0}$ , relativem Objektradius  $R_{NEO}/R_{NEO,0}$  und geozentrischer Geschwindigkeit  $v$  als Funktion der Höhe über Null für fünf Modellobjekte. Demnach erfahren alle Objekte zunächst einen Geschwindigkeitszuwachs infolge der zunehmenden Gravitation bei der Annäherung an die Erde. Für die intakt bleibenden Asteroiden Ast086 und Ast093 tritt nur eine vernachlässigbare Abbremsung infolge des atmosphärischen Widerstandes auf. Für Kom002 wird aufgrund seines größeren Verhältnisses aus Fläche zu Masse ein Einfluss ab einer Höhe von 10 km über Null beobachtet. Der größte Einfluss entsteht auf fragmentierte Objekte, falls ihre Stirnfläche eine ausreichende Vergrößerung erfahren hat (Ast022 und Kom005).

Für die beiden Kometen tritt bereits in etwa 65 km Höhe eine Fragmentierung auf, deren Auswirkung jedoch sehr unterschiedlich ist. Kom002 erreicht den Erdboden aufgrund der hohen Geschwindigkeit nahezu intakt; zwischen Übersteigen der Festigkeit und Aufschlag vergehen nur 1,5 Sekunden. Für Kom005 tritt aufgrund der zu Beginn des Eintritts in die dichtere Atmosphäre beobachteten Vergrößerung der Stirnfläche eine signifikante Abbremsung auf, die wiederum zu einer erhöhten Aufenthaltsdauer in der Atmosphäre führt. Durch Ablation verliert Kom005 erheblich an Masse, so dass beim Erreichen des kritischen Radius ( $5 \cdot R_{NEO,0}$ ) in 9 km Höhe nur noch 15% der ursprünglichen Masse vorliegen. Der Atmosphärenflug von Ast022 verläuft ähnlich, eine Fragmentierung tritt jedoch aufgrund der höheren Festigkeit erst bei geringerer Höhe auf. Die Massenverluste durch Ablation sind aufgrund der höheren spezifischen Wärme des C-Typ-Objektes auch geringer als bei dem

Kometen. Nach einem deutlichen Energieverlust an die Atmosphäre, wird in 750 m Höhe der kritische Radius erreicht. Für Ast086 bzw. Ast093 werden aufgrund der Objektgröße bzw. der hohen spezifischen Wärme (M-Typ) keine Massenverluste festgestellt.

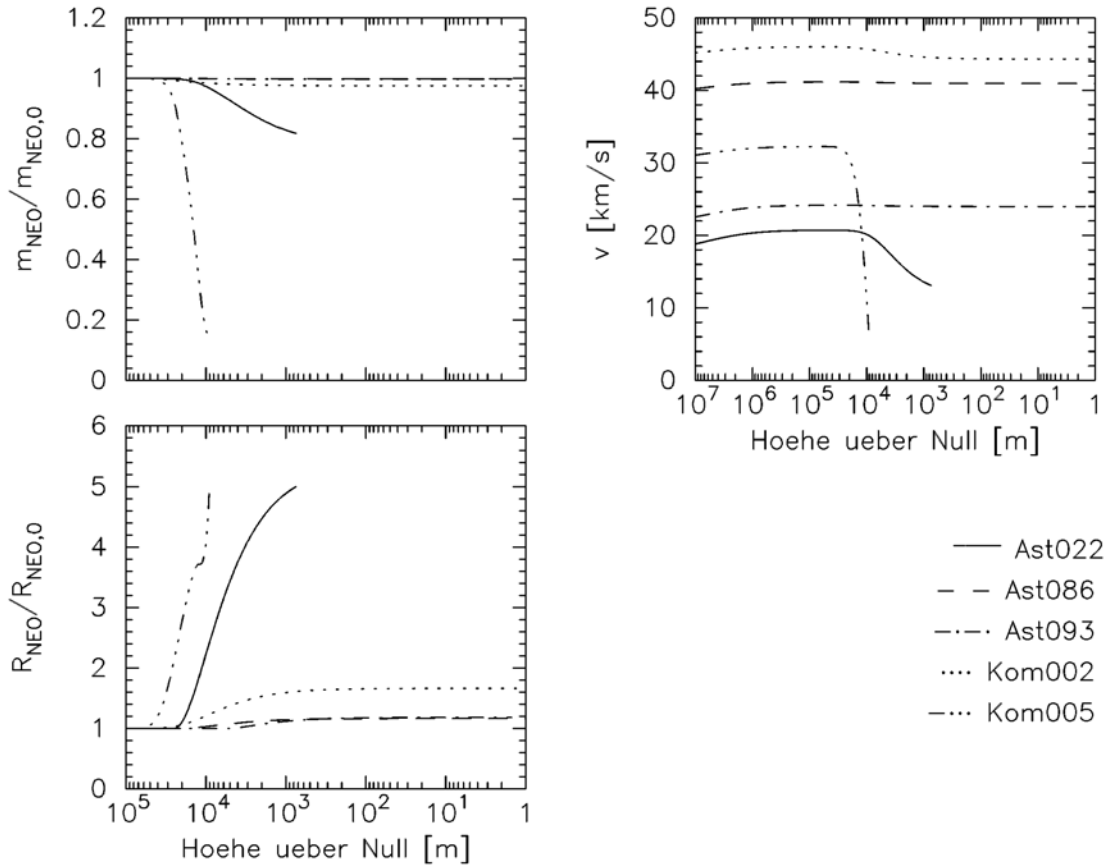


Abb. 3.5: Relative Objektmasse  $m_{\text{NEO}}/m_{\text{NEO},0}$ , relativer Objektradius  $R_{\text{NEO}}/R_{\text{NEO},0}$  und geozentrische Geschwindigkeit  $v$  als Funktion der Höhe über Null für fünf Modellobjekte.

Eine Betrachtung der Explosions- bzw. Einschlagsenergien und des Schadenpotentials erfolgt in Kapitel 3.3.

### 3.2.3 Geographische Lage der Einschlagspunkte

Die numerische Integration der Objektbahnen erfolgt im heliozentrisch-ekliptischen Koordinatensystem (Referenzzeitpunkt J2000). Um den geographischen Längen- und Breitengrad des Einschlagsortes auf der Erdoberfläche bzw. des Airburst zu bestimmen, erfolgt zunächst eine Koordinatentransformation in das geozentrisch-inertiale und anschließend in das geozentrisch-körperfeste Koordinatensystem. Das geozentrisch-inertiale System ist durch eine zur mittleren Erdrotationsachse parallelen z-Achse und eine in Richtung des mittleren Frühlingspunktes zeigende x-Achse zur Referenzepeche J2000 definiert. Die Transformation in das geozentrisch-erdfeste System beinhaltet die Präzessions- und Nutationsbewegung der Erdachse, die Erdrotation und die Polbewegung der Erdachse.

Die Bereitstellung der Transformationsmatrizen erfolgt mit Hilfe der Fortran-Bibliothek SPICE-Toolkit [103] und den Befehlen `call frmchg(17, 1, t_koll, Matrix1(6,6))` und `call bodmat`

(399,  $t_{koll}$ ,  $Matrix2(3,3)$ ), respektive. Der kartesische Ortsvektor des Kollisionsobjektes zum Kollisionszeitpunkt  $t_{koll}$  wird nacheinander mit diesen Matrizen multipliziert und anschließend mit Hilfe des Befehls `call reclat( $r_{koll}(3)$ , Abstand, Länge, Breite)` in den Abstand zum Erdmittelpunkt, den Winkel zur Äquatorebene und den Winkel zum Null-Meridian überführt. Diese Größen dienen zur Bestimmung der Höhe eines Airbursts und des geographischen Längen- und Breitengrades des Explosions- oder Einschlagsortes. Dabei wird vereinfachend von einer kugelförmigen Erde ausgegangen. Der Eintritts- oder Einschlagswinkel entspricht dem Winkel zwischen geozentrischem Positions- und Geschwindigkeitsvektor des Kollisionsobjektes zum jeweiligen Zeitpunkt. Die Ergebnisse zum Einschlagsort werden in Kapitel 3.4 diskutiert.

### 3.3 Schadenspotential

Die bei einem Einschlag oder einer Explosion freiwerdende Energie wird mit der kinetischen Energie des Kollisionsobjektes zu dem entsprechenden Zeitpunkt gleichgesetzt,

$$E = 0,5 m_{NEO} \dot{r}_{NEO}^2 . \quad (3.25)$$

Neben der SI-Einheit für die Energie [J] wird auch das TNT-Äquivalent [Mt TNT] verwendet, mit  $1 \text{ Mt TNT} = 4,184 \cdot 10^{15} \text{ J}$ . Durch die Kollision eines NEOs mit der Erde können die folgenden Ereignisse eintreten.

#### **Atmosphäreneintritt und Höhenexplosion**

Erreicht das Objekt nicht den Erdboden sondern wird bereits vorher infolge des Staudrucks zerrissen, so spricht man von einer Höhenexplosion (engl. „Airburst“), die eine Druckwelle in der Atmosphäre hervorruft. Aufgrund der Analogie zu Höhenexplosionen von Atombomben kann eine empirische Gleichung zur Bestimmung der verwüsteten Fläche genutzt werden. Diese Fläche wird einem Überdruck von mindestens 2,758 bar ausgesetzt, ausreichend um Bäume zu fällen, wie 1908 in Tunguska geschehen, oder um Gebäude zu zerstören. Der Radius  $R_{Verwüstung}$  [km] der verwüsteten Fläche infolge einer in der Höhe  $h_{Airburst}$  [km] freiwerdenden Energie  $E$  [Mt TNT] ist [59]

$$R_{Verwüstung} = 2,09 h_{Airburst} - 0,449 h_{Airburst}^2 E^{-1/3} + 5,08 E^{1/3} . \quad (3.26)$$

Werden infolge des Atmosphärenflugs und/oder durch den Einschlag mehr als 150 Mt TNT Energie in der Atmosphäre frei, so entsteht eine sehr heiße Gasblase, die infolge des Auftriebs in größere Höhen aufsteigt und dabei ihren Durchmesser vergrößert. Das Gas ist so heiß, dass in keiner Höhe ein Druckausgleich stattfindet und die Blase schließlich die Atmosphäregrenze erreicht und eine neue Entropieschicht um die Atmosphäre herum formt. In der Gasblase mitgerissener Staub verteilt sich dabei zu einer globalen Schicht. Für Objekte mit  $D > 600 \dots 1.000 \text{ m}$  kann diese Schicht so dicht werden, dass es aufgrund von Verdunkelung zu globalen Klimaveränderungen und dadurch zum Aussterben von Pflanzen- und Tierarten kommen kann [59].

Während des Atmosphärenflugs verliert der NEO an Bewegungsenergie in Form von thermischer Strahlung, die beim Übersteigen von Grenzwerten zum Entzünden von Wäldern

und Gebäuden führen kann. Meistens werden diese Feuer durch das spätere Eintreffen der Druckwelle wieder ausgeblasen, außer der Einschlag erfolgt unter sehr flachem Winkel [59].

### Ozeaneinschlag

Übersteht das Objekt den Atmosphärenflug, dann entsteht infolge eines Ozeaneinschlags eine Flutwelle, die sich radial vom Einschlagsort ausbreitet und dabei die zumeist dicht besiedelten Küstengebiete bedroht. Für die Bestimmung der Flutwellenhöhe  $h_{Flut}$  [m] aus der freigesetzten Energie  $E$  wird häufig eine aus Ergebnissen der Atombombensprengung auf dem Bikini-Atoll gefundene Zahlenwertgleichung genutzt [50]

$$h_{Flut} = 253 \frac{h_{Ozean}}{l_{radial}} E^{1/4} . \quad (3.27)$$

Darin bezeichnet  $h_{Ozean}$  [m] die Tiefe des Ozeans an der Impaktstelle und  $l_{radial}$  [m] die Entfernung zur Einschlagsstelle. Die obige Gleichung ist korrekt, wenn das Verhältnis aus  $h_{Ozean}$  zu Objektgröße  $D_{NEO}$  größer 2 bis 4 ist. Falls  $D_{NEO} > h_{Ozean}$  entsteht der Tsunami durch die Verdrängung der Wassermassen infolge der Kraterbildung auf dem Meeresboden. Dann kann die Wellenhöhe ein Vielfaches von der mit (3.27) bestimmten Höhe betragen [128].

Erreicht eine Flutwelle einen Kontinentalsockel, so verringert sich die Wassertiefe und die Wellenhöhe vergrößert sich etwa um das zweifache bis sie instabil wird und zusammenbricht. Langwelligere durch Erdbeben erzeugte Flutwellen können ihre Höhe um das 10 bis 20-fache vergrößern. Die Entfernung, die eine Welle nach Erreichen eines Kontinentalsockels zurücklegt, ist proportional zu dem Produkt aus Verstärkungsfaktor und Kotangens der Küstensteigung [97]. Demnach besitzen durch Einschläge hervorgerufene Flutwellen deutlich weniger Zerstörungspotential auf besiedelte Küstengebiete als die durch Erdbeben gleicher Energie entstehenden Tsunamis.

### Landeinschlag

Erfolgt der Einschlag stattdessen auf dem Festland, so entsteht in Abhängigkeit der NEO-Parameter ein transienter Krater mit Durchmesser  $D_{Krater}$  [m], [36]

$$D_{Krater} = 0,703 \left( \frac{\rho_{NEO}}{\rho_A} \right)^{\frac{1}{3}} D_{NEO}^{0,78} (\dot{r}_{NEO} \sin \zeta)^{0,44} . \quad (3.28)$$

$\zeta$  bezeichnet den Einschlagswinkel (vertikaler Einschlag:  $\zeta = 90^\circ$ ). Erfährt der Meteor vor dem Einschlag eine Fragmentierung, so entstehen mehrere Krater, die ein Kraterfeld formen. Für sehr große Fragmente (für  $D_{NEO} > 200$  m) nimmt dieses Kraterfeld die Form eines Einzelkraters an [95]. Die Bildung der Krater geht einher mit der Entstehung von Erdbeben der Richter-Skalen-Stärke [95]

$$S_{Richter} = 0,67 \log_{10} E - 4,87 . \quad (3.29)$$

Dabei werden nur etwa 1 Promille der Einschlagsenergie  $E$  [J] in seismische Energie umgesetzt. Für  $S_{Richter} < 5$  treten nur sehr geringe Schäden auf. Für 5...5,9 entsteht

Verletzungsgefahr und Gebäudefassaden können Risse aufweisen. Für 6...6,9 können Gebäude einstürzen, so dass Menschen gefährdet sind. An Küsten sind Flutwellen möglich. Für 7...7,9 herrscht akute Lebensgefahr in Gebäuden, die meistens zerstört werden. Es entstehen Spalten im Boden, Wasser- und Gasleitungen brechen, an Küsten sind verheerende Flutwellen möglich. Für  $S_{Richter} > 8$  kommt es zu flächendeckenden Zerstörungen, Gebäude werden unbewohnbar, an Küsten sind katastrophale Flutwellen möglich [146].

Die Erdbebenintensität nimmt linear mit zunehmender Entfernung vom Epizentrum ab. Für die Entfernung  $70 \text{ km} < r < 750 \text{ km}$  gilt für die effektive Stärke [36]

$$S_{\text{effektiv}} = S_{\text{Richter}} - 0,0048r - 1,1644. \quad (3.30)$$

Zusätzlich zu dem Erdbeben entsteht weiterer Schaden infolge der bei einem Einschlag freiwerdenden Luftdruckwelle (s. Höhenexplosion). Die Wirkradien von Erdbeben und Druckwelle sind ähnlich.

Die durch die Modellpopulation entstehenden virtuellen Schäden werden nachfolgend anhand obiger Gleichungen für Airburst, Landeinschlag (Kraterbildung, Erdbeben) und Ozeaneinschlag (Flutwelle) abgeschätzt. Dabei wird nicht nach dem Einschlagsort (Ozean, Kontinent) differenziert, sondern es werden beide Möglichkeiten betrachtet. Zur Bestimmung der Flutwellenhöhe wird von einer Ozeantiefe von 200 m bzw. 4 km und einer Küstentfernung von 10 km bzw. 1000 km ausgegangen.

### 3.4 Ergebnisse

Die Einschlags- und Airburstorte der Modellobjekte sind in Abbildung 3.6 gemeinsam mit 171 realen Kratern dargestellt, die überwiegend auf dem Festland entdeckt werden. Detailliertere Angaben zu Eintritt und Schadenspotential der Modellpopulation folgen in Tabelle 3.2. Man erkennt, dass durch die Modellpopulation eine globale Verteilung von Einschlagsorten erreicht wird. Aufgrund des Vorgehens bei der Erzeugung der Modellbahnen treffen alle Objekte nahezu vertikal auf die Erdoberfläche auf. Unterschiede im Breitengrad resultieren somit einzig aus Inklination der Objektbahn und Orientierung der Erdkugel zum Kollisionszeitpunkt. Da 79 der insgesamt 105 Objekte Inklinationen  $i \leq 20^\circ$  besitzen, treten entsprechend viele Einschläge zwischen dem 43. Breitengrad Nord und Süd auf.

Aus Abbildung 3.6 ist ersichtlich, dass die Modellobjekte überwiegend einschlagen. Nur in 3 Fällen treten Airbursts auf, wobei für die beiden Asteroiden Ast012 und Ast022 sehr geringe Höhen  $< 1 \text{ km}$  auftreten, so dass mit Sicherheit größere Bruchstücke den Boden erreichen. Wird anstelle des Airburstkriteriums  $R_{\text{Airburst}} = 5 \cdot R_{\text{NEO},0}$  nur der zweifache ursprüngliche Meteorradius verwendet, wie z.B. in [59, 60], dann erhöht sich die Anzahl der Airbursts auf 23 (darunter 22 Asteroiden), wenn alle weiteren Parameter konstant bleiben. Es ist also Vorsicht geboten: ein vermeintlich harmloser Airburst könnte stattdessen einen Einschlagskrater mit wesentlich größerem Schaden hervorrufen.

Die Tabelle 3.2 fasst die Ergebnisse der Eintrittsrechnung in Form von Einschlagsort (geographische Länge und Breite), Airbursthöhe, Relativgeschwindigkeit beim Einschlag oder Airburst, freiwerdender Energie und Schadenspotential zusammen. Als Ergebnis beträgt die

Einschlagsenergie in den meisten Fällen zwischen  $10^2$  und  $10^5$  Mt TNT, was lokale oder regionale Schäden hervorruft. Für den Komet Kom004 beträgt die Energie jedoch nahezu  $10^8$  Mt TNT. Ein Vergleich mit Tabelle 1.1 zeigt, dass es sich dabei um einen sogenannten „Global Killer“ handelt, der durchaus zum Aussterben vieler Arten, darunter auch der Homo sapiens, führen kann. Umgekehrt enthält die Modellpopulation auch ein Objekt, das offensichtlich keine Gefahr darstellt. Kom005 ( $D = 144$  m) explodiert in 9 km Höhe und setzt aufgrund seiner vorher stark gebremsten Eintrittsgeschwindigkeit weniger als 1 Mt TNT Energie frei, die jedoch am Boden zu keinem signifikanten Schaden führt.

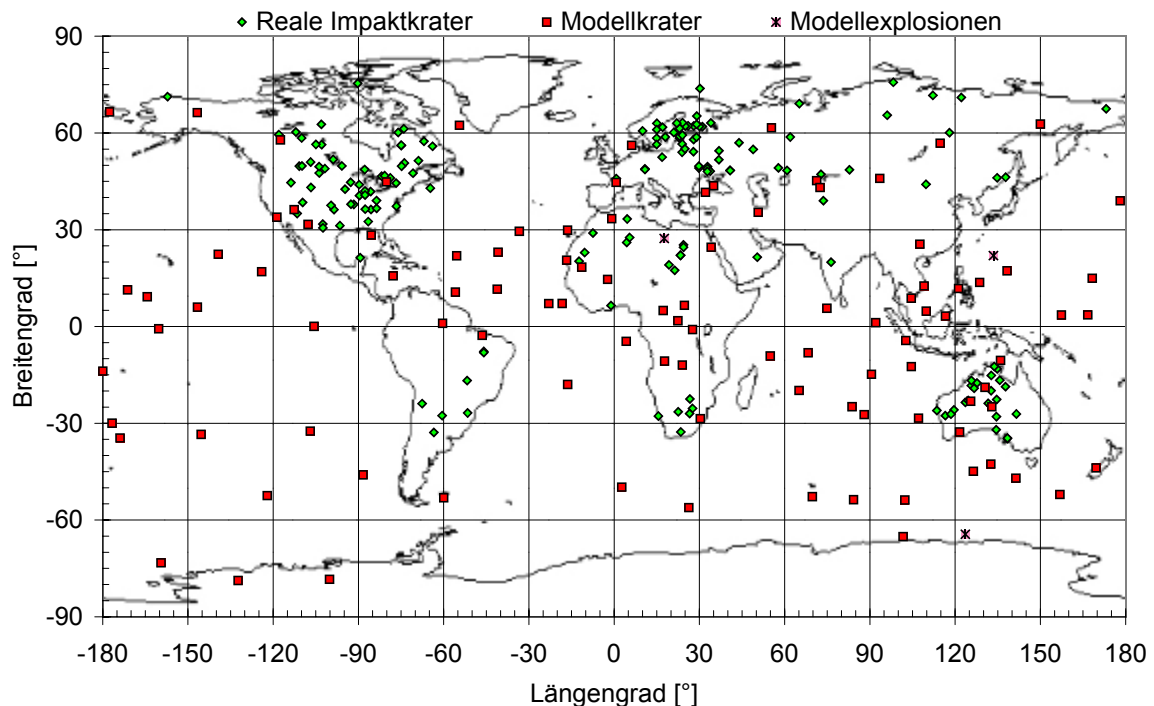


Abb. 3.6: Verteilung von realen Kratern [40] und Einschlags- bzw. Explosionsorten der Modellobjekte.

Nach Abbildung 3.6 treffen etwa 2/3 der Modellobjekte einen Ozean, und in 13 Fällen findet ein Einschlag nahe einer dicht besiedelten Küstenregion statt, so dass Flutwellen von ca. 30 m Höhe resultieren (s. Tab. 3.2). Durch Einschläge in tieferen Gewässern bzw. in größerer Küstenentfernung entstehen immerhin noch ca. 10 m hohe Flutwellen beim Erreichen der Küsten. Demnach sind die weltweit sehr dicht besiedelten Küstengebiete besonders durch Ozeaneinschläge von NEOs gefährdet, da anders als bei Landeinschlägen dieser Objektgröße ( $< 1$  km) das Schadensgebiet nicht regional auf die Einschlagsstelle begrenzt ist.

Durch Landeinschläge werden in Abhängigkeit von NEO-Größe und Geschwindigkeit sehr große Gebiete verwüstet. Unter der Annahme, dass alle Modellobjekte auf einer Landfläche einschlagen, wird in 8% der Fälle ein Gebiet mit Radius  $R < 200$  km verwüstet, für 10% ist  $200 \text{ km} \leq R < 300$  km, für 17% ist  $300 \text{ km} \leq R < 400$  km, für 33% ist  $400 \text{ km} \leq R < 500$  km, für 28% ist  $500 \text{ km} \leq R < 600$  km und für 2% ist  $600 \text{ km} \leq R < 1000$  km. Zum Vergleich: Deutschland besitzt eine Fläche von  $357.000 \text{ km}^2$  entsprechend einem Kreisradius von 340 km.

Name	Einschlagsort Länge [°], Breite [°]		$h_{\text{Airburst}}$ [m]	$V_{\text{Impakt}}$ [m/s]	$E$ [Mt TNT]	$R_{\text{Airburst}}$ [km]	$D_{\text{Krater}}$ [km]	$S_{\text{Richter}}$	$R(S_{\text{eff}} > 5)$ [km]	$h_{\text{Flut, 1/50}}$ [m]	$h_{\text{Flut, 1/250}}$ [m]
Ast001	123,60	-64,43		17.340	9.056		6,6	8,2	434	49	10
Ast002	133,48	21,98		18.280	20.087		8,1	8,5	482	60	12
Ast003	17,63	27,30		27.371	40.837		9,4	8,7	525	72	14
Ast004	132,61	-42,70		14.810	383		3,0	7,3	242	22	4
Ast005	-16,33	-18,00		15.853	13.058		7,3	8,4	456	54	11
Ast006	17,27	4,94		35.034	35.909		8,9	8,6	518	70	14
Ast007	-59,98	-53,12		16.630	17.130		7,8	8,4	473	58	12
Ast008	30,32	-28,58		14.135	5.799		6,0	8,1	407	44	9
Ast009	55,39	61,58		28.657	56.390		10,2	8,8	545	78	16
Ast010	156,91	-52,11		20.560	4.856		5,5	8,1	396	42	8
Ast011	2,69	-49,83		30.081	27.028		8,4	8,6	500	65	13
Ast012	-16,36	29,84	256	11.992	51	9,7					
Ast013	-118,66	33,85		12.913	914		3,7	7,6	295	28	6
Ast014	-159,45	-73,31		12.616	82		2,1	6,9	149	15	3
Ast015	-106,93	-32,46		16.138	4.553		5,6	8,0	392	42	8
Ast016	138,28	17,24		16.489	8.258		6,5	8,2	429	48	10
Ast017	-179,92	-13,88		15.652	7.505		6,3	8,2	423	47	9
Ast018	-41,16	11,55		25.642	23.206		8,2	8,5	491	62	12
Ast019	-88,35	-46,02		12.288	122		2,3	7,0	173	17	3
Ast020	-124,02	16,97		14.474	946		3,7	7,6	297	28	6
Ast021	107,61	25,52		26.630	29.764		8,7	8,6	506	66	13
Ast022	130,49	-18,87	749	13.103	57	10,5					
Ast023	126,44	-44,89		35.381	7.639		6,0	8,2	424	47	9
Ast024	121,19	11,79		19.101	2.189		4,5	7,8	348	35	7
Ast025	0,70	44,66		11.636	128		2,3	7,0	176	17	3
Ast026	90,57	-14,84		29.902	5.490		5,6	8,1	404	44	9
Ast027	178,12	38,95		14.059	1.915		4,5	7,8	340	33	7
Ast028	104,61	-12,44		14.977	3.240		5,1	7,9	372	38	8
Ast029	-80,11	44,79		16.047	12.602		7,2	8,3	454	54	11
Ast030	168,26	14,93		15.704	549		3,2	7,4	264	24	5
Ast031	114,74	56,83		15.728	8.631		6,6	8,2	431	49	10
Ast032	92,08	1,18		12.542	856		3,7	7,6	291	27	5
Ast033	-54,42	62,38		16.089	1.139		3,9	7,6	308	29	6
Ast034	-18,29	7,11		32.670	9.120		6,3	8,3	435	49	10
Ast035	-117,43	57,86		16.095	1.215		4,0	7,7	312	30	6
Ast036	-60,34	0,98		20.010	29.826		8,9	8,6	506	66	13
Ast037	34,13	24,56		19.736	18.121		7,8	8,4	476	59	12
Ast038	-171,20	11,35		14.615	3.625		5,3	8,0	379	39	8
Ast039	35,02	43,61		16.027	8.715		6,6	8,2	432	49	10
Ast040	128,65	13,66		27.043	41.527		9,5	8,7	526	72	14
Ast041	-23,00	7,09		18.570	23.755		8,4	8,5	493	63	13
Ast042	32,16	41,60		23.498	41.127		9,5	8,7	526	72	14
Ast043	125,49	-23,20		26.617	12.633		7,0	8,3	454	54	11
Ast044	-164,26	9,19		16.119	2.987		5,0	7,9	367	37	7
Ast045	83,74	-24,88		15.327	405		3,0	7,3	246	23	5
Ast046	-139,32	22,36		13.168	376		3,0	7,3	241	22	4
Ast047	-85,48	28,34		23.611	18.008		7,7	8,4	476	59	12
Ast048	109,08	12,56		14.136	8.085		6,5	8,2	427	48	10
Ast049	-105,61	0,01		20.895	21.280		8,1	8,5	486	61	12
Ast050	-46,44	-2,74		19.861	2.818		4,8	7,9	363	37	7
Ast051	-145,36	-33,47		15.502	5.397		5,8	8,1	403	43	9
Ast052	71,30	45,21		16.621	155		2,4	7,1	188	18	4
Ast053	-33,36	29,50		14.971	14.963		7,6	8,4	465	56	11
Ast054	65,07	-19,88		22.633	14.663		7,3	8,4	463	56	11
Ast055	-122,05	-52,46		24.878	1.231		3,8	7,7	313	30	6
Ast056	102,64	-4,38		15.929	146		2,4	7,0	184	18	4



Name	Einschlagsort Länge [°], Breite [°]		$h_{Airburst}$ [m]	$v_{impakt}$ [m/s]	$E$ [Mt TNT]	$R_{Airburst}$ [km]	$D_{Krater}$ [km]	$S_{Richter}$	$R(S_{eff}>5)$ [km]	$h_{Flut, 1/50}$ [m]	$h_{Flut, 1/250}$ [m]
Ast057	157,43	3,55		33.724	111.153		12,7	9,0	586	92	18
Ast058	74,90	5,64		19.928	56.469		11,1	8,8	545	78	16
Ast059	-132,33	-78,76		22.489	36.663		9,8	8,7	519	70	14
Ast060	102,30	-53,82		18.884	1.113		4,0	7,6	307	29	6
Ast061	-11,38	18,38		25.650	16.673		7,9	8,4	471	57	11
Ast062	-16,70	20,56		18.361	36.003		9,9	8,6	518	70	14
Ast063	-55,87	10,66		21.386	23.688		8,8	8,5	492	63	13
Ast064	132,92	-24,91		14.479	6.889		6,6	8,2	418	46	9
Ast065	107,14	-28,43		20.422	26.879		9,1	8,6	500	65	13
Ast066	109,84	4,74		18.227	5.231		6,0	8,1	401	43	9
Ast067	88,02	-27,37		19.118	138		2,3	7,0	181	17	3
Ast068	26,31	-56,15		16.056	19.674		8,6	8,5	481	60	12
Ast069	27,62	-0,96		34.785	14.755		7,5	8,4	464	56	11
Ast070	24,76	6,55		28.978	71.076		11,4	8,8	559	83	17
Ast071	101,71	-65,16		14.266	134		2,4	7,0	179	17	3
Ast072	104,56	8,75		19.175	45.766		10,5	8,7	532	74	15
Ast073	93,51	45,89		19.560	42.594		10,3	8,7	528	73	15
Ast074	-77,80	15,67		34.941	124.108		13,0	9,0	593	95	19
Ast075	-173,90	-34,57		13.880	278		2,9	7,2	223	21	4
Ast076	-107,72	31,65		28.931	36.428		9,6	8,7	518	70	14
Ast077	17,75	-10,74		29.671	67.177		11,2	8,8	556	81	16
Ast078	169,59	-43,89		18.530	24.893		9,0	8,5	495	64	13
Ast079	-176,67	-30,00		18.178	32.529		9,7	8,6	512	68	14
Ast080	22,46	1,77		15.729	1.239		4,2	7,7	313	30	6
Ast081	-160,26	-0,74		26.329	3.708		5,3	8,0	380	39	8
Ast082	-112,59	36,20		13.325	94		2,2	6,9	157	16	3
Ast083	6,20	56,14		14.800	12.494		7,7	8,3	454	53	11
Ast084	-146,64	5,99		15.236	28.613		9,5	8,6	504	66	13
Ast085	4,24	-4,61		13.537	4.264		5,8	8,0	388	41	8
Ast086	69,75	-52,76		40.958	131.045		13,0	9,0	596	96	19
Ast087	-146,69	66,32		26.868	56.384		10,8	8,8	545	78	16
Ast088	68,25	-8,16		29.134	80.000		11,8	8,9	566	85	17
Ast089	135,98	-10,49		31.334	15.456		7,6	8,4	466	56	11
Ast090	141,40	-47,07		13.586	1.857		4,7	7,8	338	33	7
Ast091	50,70	35,37		18.773	5.962		6,2	8,1	409	44	9
Ast092	-100,13	-78,41		28.439	13.857		7,5	8,4	460	55	11
Ast093	-2,28	14,59		23.980	2.434		5,1	7,9	354	36	7
Ast094	54,94	-9,17		32.099	66.168		11,7	8,8	555	81	16
Ast095	116,61	3,21		26.249	36.644		9,7	8,7	519	70	14
Ast096	24,01	-11,97		27.391	2.134		4,6	7,8	346	34	7
Ast097	166,71	3,59		16.556	26.984		9,3	8,6	500	65	13
Ast098	72,49	43,08		26.862	378		3,0	7,3	241	22	4
Ast099	84,25	-53,73		29.134	20.671		8,3	8,5	484	61	12
Ast100	-177,56	66,53		18.481	237		2,7	7,2	213	20	4
Kom001	150,02	62,75		17.689	878.003		20,2	9,6	711	155	31
Kom002	-0,84	33,42		44.315	52.443		9,1	8,8	541	77	15
Kom003	121,59	-32,74		21.148	90.956		11,1	8,9	574	88	18
Kom004	-55,42	21,93		71.655	78.289.812		57,9	10,9	984	476	95
Kom005	-40,85	23,05	9039	5.785	0	0,0					

Tab. 3.2: Ergebnisse der Eintrittsberechnung für die Modellpopulation. Einschlagsort (geographische Länge und Breite, Höhe über Null), Geschwindigkeit und Energie des Meteors für Einschlag/Airburst, sowie potentieller Schaden für einen Airburst (Radius der verwüsteten Fläche), Landeinschlag (Kraterdurchmesser, Erdbebenstärke, Radius der Fläche für  $S_{Richter} > 5$ ) und Ozeaneinschlag (Flutwellenhöhe für  $h_{Ozean}/l_{radial} = 1/50$  bzw.  $1/250$ ).

Es erscheint wichtig noch einmal zu betonen, dass derartige Ereignisse, anders als die Modellpopulation glauben macht, nur äußerst selten stattfinden. Die Wahrscheinlichkeit für einen Einschlag in diesem Jahrhundert beträgt für ein 100 m großes Objekt  $< 1\%$  und für ein 1 km großes Objekt  $< 0,02\%$  (s. Tab. 1.1).

In [59, 60] wurde anhand numerischer Parameterstudien der Einfluss der Meteoreigenschaften auf den Atmosphärenflug für verschiedene Eintrittswinkel untersucht. Ergänzend dazu wird nachfolgend anhand der Bahn des Modellobjektes Ast036 der Einfluss der Modellparameter auf den Einschlags- bzw. Airburstort analysiert. Dabei werden Objektgröße, Dichte, spezifische Verdampfungswärme und Druckfestigkeit innerhalb der diskutierten physikalischen Grenzen variiert. Zudem erfolgt eine geringfügige Veränderung des Geschwindigkeitsvektors der ursprünglichen Objektbahn zum Zeitpunkt 2005, die zu einer Änderung des atmosphärischen Eintrittswinkels von nahezu  $0^\circ$  auf maximal  $80^\circ$  führt (für  $\Delta v = 0,2 \dots 1,2$  mm/s). Der Eintrittswinkel  $\gamma$  wird dabei in einer Atmosphärenhöhe von 100 km als Winkel zwischen Geschwindigkeitsvektor des Objekts und atmosphärischem Lot definiert. Für  $\gamma > 80^\circ$  durchfliegt das Objekt die Erdatmosphäre ohne Bodenkontakt und tritt wieder aus, falls es keine vollständige Ablation oder Zerstörung erfährt. Die Ergebnisse der Parameterstudie sind in Abbildung 3.7 zusammengefasst. Demnach wird die Einschlagsstelle (Längen- und Breitengrad) nur geringfügig durch die physikalischen Eigenschaften des Objektes beeinflusst. Die größte Abweichung von 4 km tritt für  $\gamma = 80^\circ$  auf. Da die unterschiedlichen Parameter, insbesondere die Festigkeit, Einfluss auf die Explosionshöhe besitzen, entsteht hier besonders bei großen Eintrittswinkeln eine Positionsabweichung von bis zu 550 km. Die Airbursthöhe variiert dabei zwischen 1 und 50 km (Abb. 3.7 rechts oben). Die großen Unterschiede in der freiwerdenden Energie (Abb. 3.7 rechts unten) resultieren aus den untersuchten Größen und Dichten.

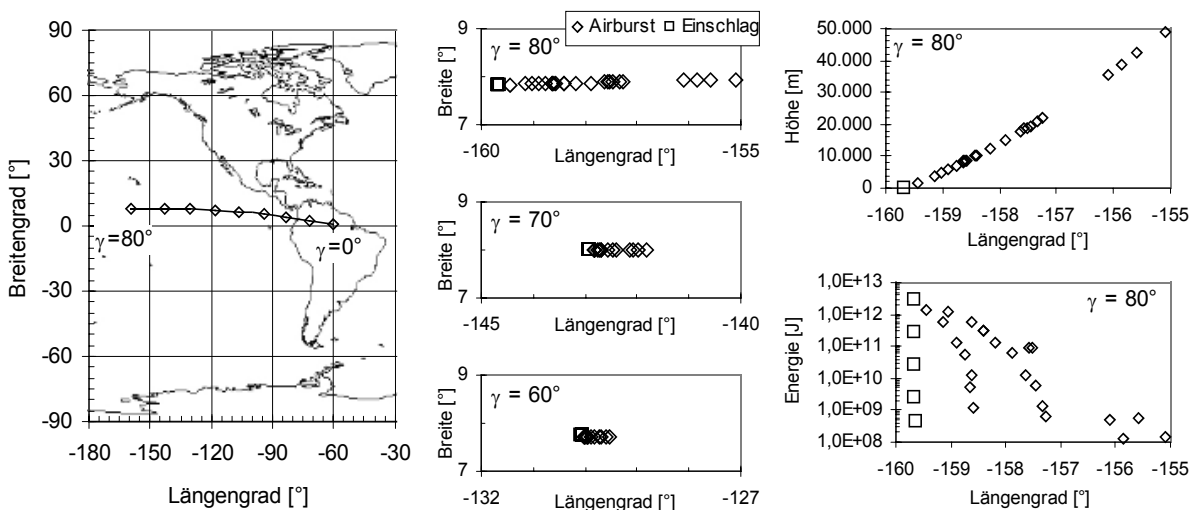


Abb. 3.7: Parameterstudie zum Einschlags- bzw. Airburstort anhand von Ast036. Genereller Verlauf der Punkte für Eintrittswinkel von  $0^\circ$  bis  $80^\circ$  in Schritten von  $10^\circ$  (links), örtliche Schwankungen aufgrund des Einflusses der Modellparameter für  $\gamma = 60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  (Mitte) und Airbursthöhe und Energie für  $\gamma = 80^\circ$  (rechts).

Für den Fall einer tatsächlichen Bedrohung durch einen NEO erscheint es naheliegend, seinen Einschlagsort durch ein Bahnbeeinflussungsmanöver so zu ändern, dass es anstelle

eines dicht besiedelten Landgebietes in einem Ozean mit großer Küstenentfernung niedergeht, wie in Abbildung 3.7 demonstriert. Durch die Vergrößerung des Eintrittswinkels würde zudem mehr kinetische Energie des Meteors vor seinem Einschlag „vernichtet“ oder ein Airburst tritt anstelle des Einschlags. Zum Beispiel erfahren 17,5 km/s schnelle steinige Asteroiden einen Airburst, falls  $D < 230$  m und sie vertikal eintreten, bzw. falls  $D < 360$  m für  $\gamma = 45^\circ$ , oder falls  $D < 500$  m für  $\gamma = 60^\circ$  [60]. Dieser Effekt lässt sich aber nur ausnutzen, falls die Bahn des NEOs hinreichend genau bekannt ist. Dies ist jedoch durch die Unsicherheiten in der Modellierung etwaiger Bahnstörungen (Kapitel 3.1.3) sowie durch die technischen Grenzen der Bahnbestimmung nicht ohne weiteres möglich, so dass eine Bahnbeeinflussung hinsichtlich eines Vorbeiflugs in einem bestimmten Abstand zur Erde favorisiert wird. Das Vorgehen und die Randbedingungen dazu werden im folgenden Kapitel dargelegt.

## 4. Missionsanforderungen an die Kollisionsabwendung

Um den Schaden abzuwenden, der durch die Kollision eines Asteroiden oder Kometen mit der Erde entsteht, bietet sich entweder die Zerstörung des Objekts oder die Beeinflussung seiner Bahn an. Bei der Zerstörung eines NEOs muss beachtet werden, dass aufgrund bereits vorhandener Risse oder Spalten aus vorangegangenen Kollisionen sehr große Fragmente resultieren können, die möglicherweise mehr Schaden anrichten als die Kollision des intakten Objekts, da eine größere Fläche betroffen wäre. Deshalb sollte eine Zerstörung nur auf kleinere Objekte angewandt werden, bei denen ein atmosphärisches Verglühen der Bruchstücke garantiert ist. Andernfalls sollte die energieärmere Bahnbeeinflussung einer Zerstörung vorgezogen werden.

Kometen nehmen dabei eine Sonderstellung ein. Aufgrund der nicht-gravitativen Kraft erfahren sie zum Teil erhebliche Beschleunigungen entlang ihrer Bahnen, die nicht genau vorhersehbar sind (s. Tab. 3.1). Da das Antriebsvermögen der in dieser Arbeit untersuchten Technologien zur Bahnbeeinflussung (Kap. 5) geringer ist als die unbekannte Bahngeschwindigkeitsänderung, kann keine zuverlässige Kollisionsabwendung garantiert werden. Deshalb wird für die Kometen explizit die Möglichkeit einer Objektzerstörung untersucht (s. Diskussion in Kap. 4.1.1).

Die Anforderungen an eine Raumfahrzeugmission werden in diesem Kapitel für beide Möglichkeiten einer Kollisionsabwendung diskutiert.

### 4.1 Kollisionsabwendung durch Bahnbeeinflussung

Eine der wichtigsten Anforderungen an die Ablenkung eines NEOs von seiner Kollisionsbahn mit der Erde ist die dafür benötigte Bahnänderungsgeschwindigkeit  $\Delta v$ , nachfolgend auch als Antriebsbedarf bezeichnet. Für eine Bahnbeeinflussung unmittelbar vor der Kollision folgt aus der vereinfachenden Annahme einer geradlinigen Bewegung für die erzielte Vorbeiflugentfernung zur Erde, z.B. [1]

$$\Delta r(t_{\text{Kollision}}) = \Delta v \cdot \Delta t, \quad (4.1)$$

mit der Zeitspanne  $\Delta t < P$  gemessen vom Zeitpunkt der Interaktion bis zum Zeitpunkt der Kollision und der Umlaufdauer  $P$  des NEOs. Ist  $\Delta v$  parallel zum Geschwindigkeitsvektor des Objekts gerichtet, so wird die große Halbachse und somit die Umlaufdauer des NEOs beeinflusst. Für kleine Änderungen schneiden sich zwar im Allgemeinen noch die Bahnen von Objekt und Erde, das Objekt erreicht den Schnittpunkt jedoch später (bzw. früher) als die Erde für eine Vergrößerung (bzw. Verkleinerung) der großen Halbachse. Diese Zeitdifferenz wächst mit zunehmender Anzahl der Umläufe bis zum gemeinsamen Erreichen des Schnittpunktes. Demnach reicht bereits eine sehr kleine Bahnänderung aus, um im Falle eines großen  $\Delta t$  eine Kollision zu verhindern.

Für ein senkrecht zur Bahngeschwindigkeit wirkendes  $\Delta v$  in der Bahnebene oder senkrecht zur Bahn, wird die Exzentrizität oder die Inklination der Bahn geändert, respektive. Eine wirksame Änderung der Inklination erfordert jedoch einen zu großen Antriebsbedarf, wie das Beispiel der Inklinationsänderung einer Kreisbahn um  $\Delta i$  zeigt: Erfolgt die Änderung

idealerweise impulsiv und zum Zeitpunkt eines Knotendurchgangs dann beträgt der Antriebsbedarf  $2 \cdot v \cdot \sin(\Delta i/2)$  [5].  $v$  bezeichnet dabei die Geschwindigkeit auf der Kreisbahn. Durch eine Beeinflussung um mm/s oder sogar cm/s würde das  $\Delta i$  nicht einmal den Neigungswinkel der Erdbahn gegen die Ekliptik ( $0,00005^\circ$ ) übersteigen. Wie noch anhand der Modellobjekte gezeigt wird, kann jedoch eine innerhalb der Bahnebene wirkende radiale  $\Delta v$ -Komponente durch die erzielte Änderung der Exzentrizität einen erheblichen Einfluss besitzen, besonders für den Zeitraum des letzten Umlaufs vor der Kollision.

Eine Abschätzung des parallelen Antriebsbedarfs nach (4.1) sieht keinen Einfluss des Zeitpunktes innerhalb eines Orbits vor. Außerdem muss der Einfluss der Erdgravitation Berücksichtigung finden, der eine Vergrößerung des Antriebsbedarfs bewirkt. Beide Effekte werden durch die Zahlenwertgleichung [23]

$$\Delta v = \frac{b_{\oplus} \sqrt{r}}{(3U \sin \theta \Delta t + 2b_{\oplus}) \sqrt{a(2a - r)}} \quad (4.2)$$

erfasst. Der effektive Erdradius  $b_{\oplus}$  entspricht dabei dem physikalischen Erdradius  $R_{\oplus}$  plus einer Vergrößerung infolge der gravitativen Fokussierung

$$b_{\oplus} = \sqrt{R_{\oplus}^2 + 2cR_{\oplus}} \quad \text{mit } c = \frac{m_{\oplus}}{U^2}, \quad (4.3)$$

Weitere Größen in (4.2) sind die ungestörte geozentrische Ankunfts geschwindigkeit [106]

$$U = \sqrt{3 - \frac{1}{a} - 2\sqrt{a(1 - e^2)} \cos i} \quad (4.4)$$

und der Winkel zwischen geozentrischer Geschwindigkeit des Objekts und der Richtung der heliozentrischen Bewegung der Erde

$$\theta = \arccos \frac{1 - U^2 - 1/a}{2U}. \quad (4.5)$$

Darin ist  $r$  der heliozentrische Abstand zum Zeitpunkt der Bahnbeeinflussung,  $m_{\oplus}$  ist die Masse der Erde, und  $a$ ,  $e$ ,  $i$  sind die Bahnelemente des Kollisionsobjektes. Die Variablen in den Gleichungen (4.2) bis (4.5) müssen auf die folgenden Größen normiert sein: als Masseneinheit gilt die Sonnenmasse, die Längeneinheit entspricht dem Bahnradius der Erde, die Zeiteinheit entspricht der Umlaufdauer der Erde dividiert mit  $2\pi$  und die Einheit der Geschwindigkeit ist die mittlere heliozentrische Erdgeschwindigkeit [106].

Der mit den Gleichungen (4.2) bis (4.5) ermittelte Antriebsbedarf berücksichtigt nur die Bewegung im 2-Körpersystem Sonne-Objekt und ist somit nicht richtig für Objekte, die sich in Resonanz mit einem Planeten befinden und/oder nahe Vorbeiflüge an Planeten oder massereichen Asteroiden bzw. Kometen aufweisen. Ein naher Vorbeiflug im Zeitraum  $\Delta t$ , also nach der Bahnbeeinflussungsmaßnahme aber noch vor der Kollision, kann einerseits den erforderlichen Antriebsbedarf um Größenordnungen verringern [23], andererseits aber auch ohne Einfluss bleiben [141]. Der tatsächliche Einfluss eines nahen Vorbeiflugs oder

einer resonanten Umlaufbahn lässt sich nur durch die numerische Lösung des Mehrkörperproblems genau erfassen, analytische Ansätze finden sich in [142].

In der bisher einzigen Mehrkörperanalyse [23] wurde nur ein parallel bzw. anti-parallel zum Bahngeschwindigkeitsvektor  $\vec{v}_{NEO}$  wirkender Impuls untersucht. Der Winkel zwischen  $\vec{v}_{NEO}$  und Impulsvektor wird nachfolgend als Angriffswinkel  $\alpha$  bezeichnet und soll ebenfalls untersucht werden. Da durch senkrecht zur Bahnebene wirkende Impulse eine nur unerhebliche Ablenkung erreicht wird [37], wird die Untersuchung einer nicht-planaren Impulskomponente vernachlässigt. Der planare Angriffswinkel wurde bereits in [108] untersucht, allerdings nur für ein Pseudo-Dreikörperproblem. Dabei zeigte sich jedoch die Bedeutung der radialen Impulskomponente. Somit erfolgt in dieser Arbeit erstmals eine Analyse aller auf den Antriebsbedarf Einfluss nehmenden Größen.

#### 4.1.1 Randbedingungen für die Bestimmung des Antriebsbedarfs

Wie einleitend diskutiert, soll die Bahn eines Objektes durch eine Beeinflussung so geändert werden, dass die Kollision mit der Erde vermieden wird. Dem Bestreben nach einer möglichst sicheren Bahnänderung, zum Beispiel in einen Vorbeiflug in Mondentfernung, steht das geringe Antriebsvermögen etwaiger Nutzlasten zur Bahnbeeinflussung entgegen (s. Kap. 5). Deshalb muss zunächst die Festlegung einer notwendigen minimalen Vorbeiflugentfernung erfolgen.

In Kapitel 3.1.3 wurde gezeigt, dass die Unsicherheit von Asteroidenpositionen infolge unzureichend bekannter Bahnstörungen, wie z.B. thermischer Strahlung oder der gravitativen Störung durch große Asteroiden, innerhalb des betrachteten Zeitraumes bis zu 1.000 km entlang der Bahn betragen kann. Infolge naher Vorbeiflüge an Planeten kann diese Unsicherheit zusätzlich vervielfacht werden. Eine Änderung der Kollisionsbahn in einen nahen Vorbeiflug über der Erdoberfläche (engl. „grazing encounter“), wie z.B. in [23] angenommen, könnte stattdessen zu einem Einschlag unter flachem Eintrittswinkel führen und erscheint deshalb als unzureichend. Deshalb wird eine minimale Vorbeiflughöhe von einem Erdradius angestrebt.

Aufgrund der nicht-gravitativen Kraft kann bei Kometen ein deutlich größerer Bahnfehler von bis zu  $10^6$  km resultieren, der zunächst das Erkennen einer möglichen Gefährdung erschwert. Wie anhand von Tabelle 3.1 gezeigt, kann sich die Bahngeschwindigkeit eines aktiven Kometen pro Sonnenumlauf um  $10^{-2}$  m/s bis  $10^{-1}$  m/s ändern. Da das Ausgasungsverhalten eines Kometen nicht konstant und seine Änderung nicht zuverlässig modellierbar sind (s. Kap. 3.1.3), muss die Unsicherheit in der Bahngeschwindigkeit durch die Bahnbeeinflussungsmaßnahme kompensiert werden. Dies gilt auch für ruhende oder erloschene Kometen, da durch den Projektilbeschuss oder die nukleare Sprengung der Komet wieder aktiv werden kann (s. Kap. 1.1.1). Es wird noch gezeigt, dass das Antriebsvermögen der untersuchten Technologien zwei bis drei Größenordnungen geringer ist als diese Unsicherheit (s. Diskussion anhand von Abb. 5.5 und Diskussion zum Sonnenspiegel in Kap. 5.5.4), so dass keine Bahnbeeinflussung eines Kometen erfolgen kann und stattdessen eine Zerstörung in Betracht gezogen werden muss, die in Kapitel 4.2 diskutiert wird.

Es muss betont werden, dass auch die Ergebnisse für den Antriebsbedarf von Asteroiden lediglich Randbedingungen für die Auslegung und Durchführung etwaiger Satellitenmissionen zur Bahnbeeinflussung darstellen. Dabei kann das Problem entstehen, dass die gegenwärtig verfügbaren Technologien und Konzepte diesen Anforderungen nicht genügen. So ist die maximal erreichbare Bahnänderungsgeschwindigkeit durch die Größe des entstehenden Impulses  $I$  sowie die Masse des Objektes  $m_{NEO}$  gegeben

$$\Delta v_{max} = \frac{I}{m_{NEO}} \text{ mit } I = f(\text{RF-Nutzlast, Objekteigenschaften}). \quad (4.6)$$

Diese Abhängigkeit von Nutzlast- und Objekteigenschaften wird in Kapitel 5 analysiert. Neben dem maximal erreichbaren Antriebsbedarf existiert auch ein minimal erforderlicher Antriebsbedarf, der aus der Unsicherheit in der Kenntnis der Objektbahn resultiert. So beträgt die Winkelgenauigkeit  $\Theta$  bei der Bahnbestimmung durch astrometrische Beobachtungen zwischen 50 und 500 nrad [53]. Falls das Objekt nahe an der Erde vorbei fliegt, kann die Bahngenauigkeit durch Radarbeobachtungen verbessert werden. Wird schließlich eine in-situ Mission durchgeführt, so kann die Satellitenposition bzw. die Position eines Transponders auf dem NEO mit Hilfe der Very-Long-Baseline-Interferometry (VLBI) auf 5 nrad genau bestimmt werden. Die radialen Fehler sind bei allen genannten Verfahren deutlich geringer als der Fehler entlang der Bahn. Dieser Fehler folgt aus der großen Halbachse  $a$  und aus  $\Theta$  aufgrund der sehr kleinen Winkel näherungsweise zu

$$\Delta s = \Theta \cdot a. \quad (4.7)$$

Die Geschwindigkeitsunsicherheit ergibt sich aus dem Quotienten aus  $\Delta s$  und der Dauer der Beobachtungskampagne  $t_{\text{Beobachtung}}$ . Die Unsicherheit muss kleiner sein als der berechnete Antriebsbedarf, da dessen Einfluss sonst ungewiss ist: eine Kollision könnte vermieden aber auch erzwungen werden. Damit folgt für die untere Grenze des aufzubringenden Antriebsbedarfs

$$\Delta v_{min} = \frac{\Theta \cdot a}{t_{\text{Beobachtung}}}. \quad (4.8)$$

Als Größenordnung von  $\Delta v_{min}$  folgt ein Bereich von  $10^{-5}$  m/s (für VLBI) bis  $10^{-3}$  m/s (für Astrometrie) für  $a \cong 1$  AE und  $t_{\text{Beobachtung}} \cong 1$  Jahr. Beträgt der Beobachtungszeitraum nur einen Monat, so vergrößert sich  $\Delta v_{min}$  um eine Größenordnung. Anhand dieses Beispiels wird die Bedeutung einer intensiven Vorerkundung für den Erfolg einer Bahnbeeinflussungsmission deutlich. Dem Ergebnisteil (Kap. 4.1.4) vorwegnehmend wird festgestellt, dass das absolute Minimum des erforderlichen Antriebsbedarfs zur Bahnbeeinflussung der Modellobjekte in fast allen Fällen  $> 10^{-4}$  m/s und für 77% der Objekte  $> 10^{-3}$  m/s beträgt, so dass Positionsbestimmungen durch Radar oder VLBI zu keiner Einschränkung führen.

Schließlich bleibt festzustellen, dass der Antriebsbedarf zwar ab dem 1.1.2005 bestimmt wird, und das Minimum im Allgemeinen für lange Zeitabstände bis zur Kollision auftritt. Eine Beeinflussung zum Zeitpunkt des Minimums ist jedoch nur möglich, falls das Objekt früh genug entdeckt wird (s. Kap. 2.4), das Raumfahrzeug rechtzeitig entwickelt und gebaut wird und eine interplanetare Transferbahn existiert, die vor diesem Zeitpunkt zum NEO führt. Die

Untersuchung dieser Transferbahnen ist Gegenstand von Kapitel 6. Dabei wird von einer minimalen Missionsvorbereitungszeit von drei Jahren ab dem Zeitpunkt der Entdeckung ausgegangen.

#### 4.1.2 Numerisches Vorgehen

Es soll die Bahngeschwindigkeit eines Kollisionsobjektes zu einem beliebigen Zeitpunkt so geändert werden, dass es zum vermeintlichen Kollisionszeitpunkt die Erdoberfläche in einer Höhe von einem Erdradius  $R_{\oplus}$  überfliegt, entsprechend einem Abstand von  $2 \cdot R_{\oplus}$  vom Erdzentrum. Die Vorbeiflugentfernung ist eine Funktion der Bahnänderungsgeschwindigkeit und des Angriffswinkels innerhalb der Bahnebene gemessen vom Geschwindigkeitsvektor

$$r_{\text{Vorbeiflug}}(t_{\text{Koll.}}) = f(\Delta v, \alpha, t_{\text{Bahnbeeinflussung}}) . \quad (4.9)$$

Es handelt sich um ein nicht-lineares Optimierungsproblem, bei dem die Funktion  $|r_{\text{Vorbeiflug}} - 2R_A|$  minimiert wird, um so den minimalen Antriebsbedarf  $\Delta v$  zu bestimmen. Die Lösung erfolgt durch zwei separate Optimierungen:

$$\text{Maximiere } (r_{\text{Vorbeiflug}} - 2 \cdot R_A) = f(\alpha) \text{ für } \Delta v = \text{konstant, und} \quad (4.10)$$

$$\text{Minimiere } |r_{\text{Vorbeiflug}} - 2 \cdot R_A| = f(\Delta v) \text{ für das aus (4.10) gefundene } \alpha. \quad (4.11)$$

Der Separationsansatz ist gerechtfertigt, da der Verlauf der Vorbeiflugentfernung  $r_{\text{Vorbeiflug}}$  nur in der Amplitude vom Antriebsbedarf  $\Delta v$  abhängt. Die Phasenlage von  $r_{\text{Vorbeiflug}}$  ist einzig vom Angriffswinkel  $\alpha$  abhängig. Als Beispiel ist der Verlauf der Vorbeiflugentfernung für Ast080 in Abbildung 4.1 dargestellt. Eine derartige diskretisierte (über Angriffswinkel in Schritten von  $5^\circ$  und für 5 verschiedene  $\Delta v$ ) Bestimmung der Vorbeiflugentfernung wurde sowohl für andere Objekte als auch für andere Missionsphasen (während gravitativer Störungen) wiederholt. Dabei wurde keine Abweichung von dem gezeigten Schema festgestellt, so dass von einer allgemeinen Gültigkeit der obigen Schlussfolgerungen ausgegangen wird.

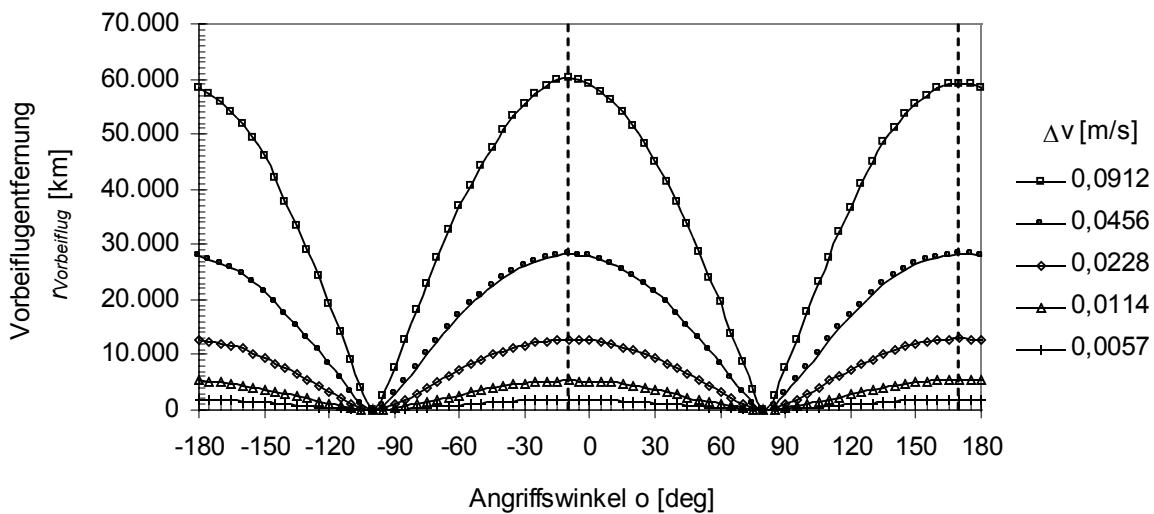


Abb. 4.1: Verlauf der Zielfunktion  $r_{\text{Vorbeiflug}}$  als Funktion des Angriffswinkels  $\alpha$  am Beispiel von Ast080 zum Zeitpunkt 1.1.2005 für verschiedene Antriebsbedarfe  $\Delta v$ .



Für jedes Modellobjekt werden zu diskreten Zeitpunkten  $k$  die folgenden Schritte ausgeführt, um den Antriebsbedarf und den Angriffswinkel zu bestimmen:

- Bahnintegration vom 1.1.2005 bis zum Zeitpunkt der Bahnbeeinflussung  $t_k$ . Es wird der in Kapitel 3.1 beschriebene Mehrkörper-Bahnintegrator RA15 verwendet. Weitere Störeinflüsse finden keine Berücksichtigung.
- Optimieren des Angriffswinkels  $\alpha(t_k)$  mit  $\Delta v = \text{konstant} = \Delta v(t_{k-1})$ . Für den Startzeitpunkt ( $k = 0$ ) wird der Startwert für  $\Delta v$  mit Hilfe der Gleichungen (4.2) bis (4.5) und durch anschließende Minimierung für  $\alpha = 0$  ermittelt.
- Minimieren des Antriebsbedarfs  $\Delta v(t_k)$  für  $\alpha = \text{konstant} = \alpha(t_k)$ .
- Die Ergebnisse werden in einer Ausgabedatei gespeichert und dienen gleichzeitig als Startwerte für die Untersuchung zum nächsten Zeitschritt  $k+1$ .

Es wird eine Zeitschrittweite von 30 Tagen gewählt, die einen Kompromiss aus einer geringen Anzahl von Funktionsaufrufen und somit einer vertretbaren CPU-Zeit und aus einem tolerierbaren Diskretisierungsfehler darstellt. Nachfolgend wird kurz auf die verwendeten Optimierungsverfahren eingegangen. Da bei einem Mehrkörper-Bahnproblem keine analytische Lösung für die Bewegungsgleichung existiert, können auch keine Ableitungen der Funktion  $(r_{\text{Vorbeiflug}} - 2 \cdot R_{\oplus})$  nach den beiden Variablen  $\Delta v$  und  $\alpha$  berechnet werden. Es muss also ein Verfahren gewählt werden, dass ohne diese Information auskommt. Im Falle der Minimierung von  $\Delta v$  (Gl. (4.11)) kann das Problem auf die Suche nach der Nullstelle  $(r_{\text{Vorbeiflug}} - 2 \cdot R_{\oplus}) = 0$  reduziert werden, welches durch ein modifiziertes Newton-Verfahren gelöst wird

$$\Delta v_{n+1} = \Delta v_n - \frac{(r_{\text{Vorbeiflug},n} - 2R_{\oplus})}{(r_{\text{Vorbeiflug},n} - r_{\text{Vorbeiflug},n-1})} (\Delta v_n - \Delta v_{n-1}). \quad (4.12)$$

Die Bestimmung von  $r_{\text{Vorbeiflug}}$  erfolgt zu jedem Iterationsschritt durch die Änderung der Bahngeschwindigkeit des Objektes zum Zeitpunkt der Bahnbeeinflussung, die Bahnintegration bis zum Kollisionszeitpunkt und die Zuweisung der kleinsten auftretenden Erdentfernung zu  $r_{\text{Vorbeiflug}}$ . Liegt ein Anfangswert für  $\Delta v$  aus der Berechnung zum vorangegangenen Zeitschritt oder durch Verwendung der Gleichungen (4.2) bis (4.5) vor, so konvergiert die Lösung innerhalb weniger Schritte (etwa 5). Als Konvergenzkriterium dient die Bedingung

$$|r_{\text{Vorbeiflug}} - 2R_{\oplus}| \leq 5 \text{ km}. \quad (4.13)$$

Die Suche nach dem optimalen Angriffswinkel kann nicht mit diesem Verfahren erfolgen, da  $r_{\text{Vorbeiflug}}$  in diesem Fall maximiert werden soll und das Maximum von  $2 \cdot R_{\oplus}$  verschieden sein kann. Da Optimierungsverfahren zumeist eine Funktion minimieren, ist dies gleichbedeutend mit der Forderung nach der Minimierung der Funktion  $-r_{\text{Vorbeiflug}}$ . Da der Verlauf von  $-r_{\text{Vorbeiflug}}$  über dem Angriffswinkel im Bereich des Minimums die Form einer Parabel besitzt (s. Abb. 4.1), kann das Minimum durch die so genannte inverse Parabelinterpolation bestimmt werden. Dabei wird eine Parabel durch drei Punkte gelegt, die das Minimum einschließen, und nach der Abszisse des Minimums der Parabel gesucht [114]

$$o = o_2 - \frac{1}{2} \frac{(o_2 - o_1)^2 (r_{\text{Vorbeiflug},2} - r_{\text{Vorbeiflug},3}) - (o_2 - o_3)^2 (r_{\text{Vorbeiflug},2} - r_{\text{Vorbeiflug},1})}{(o_2 - o_1)(r_{\text{Vorbeiflug},2} - r_{\text{Vorbeiflug},3}) - (o_2 - o_3)(r_{\text{Vorbeiflug},2} - r_{\text{Vorbeiflug},1})}. \quad (4.14)$$

Das Ergebnis aus Gleichung (4.14) wird durch die Schrittweite des Angriffswinkels beeinflusst. Es wird deshalb ein übergeordnetes Verfahren benötigt, das eine Anpassung der Schrittweite vornimmt, um eine gewünschte Genauigkeit  $< 0,1^\circ$  zu gewähren. Diese Aufgabe wird durch das hier nicht weiter ausgeführte Brent-Verfahren wahrgenommen. Für eine ausführliche Beschreibung siehe [114].

Falls, wie bei allen Objekten der Modellpopulation der Fall, der Relativgeschwindigkeitsvektor zum Einschlagszeitpunkt durch den Erdmittelpunkt verläuft (s. Kap 2.1), dann existieren zu jedem Zeitpunkt einer Bahnbeeinflussung zwei optimale Lösungen (maximales  $r_{\text{Vorbeiflug}}$ ) für den Angriffswinkel mit dem gleichen Betrag des Antriebsbedarfs. Diese Lösungen sind um  $180^\circ$  verschieden (s. Abb. 4.1, gestrichelte Vertikalen). Für einen nicht-zentrischen Einschlag kann der Antriebsbedarf für die beiden Minima um eine Größenordnung differieren! Dieses Verhalten wird für Modellobjekte in dem Zeitraum vor einem nahen Vorbeiflug beobachtet.

Solange das System zur Bahnbeeinflussung eines Objektes nicht näher spezifiziert ist, muss die Gültigkeit des ermittelten Antriebsbedarfs eingeschränkt werden. Dies resultiert aus der Unterscheidung in eine Beeinflussung durch eine kontinuierliche Kraft oder durch einen Impuls, z.B. durch den Beschuss mit einem Projektil oder die Explosion eines nuklearen Sprengsatzes. Für die impulsive Bahnänderung sind die ermittelten Ergebnisse korrekt, da die numerische Modellierung durch die plötzliche Änderung des Geschwindigkeitsvektors zu einem bestimmten Zeitpunkt die Wirkung der impulsiven Systeme richtig wiedergibt. Kontinuierlich arbeitende Systeme, z.B. Ionen-Triebwerke, verrichten ihre Arbeit jedoch in einem Zeitraum von Monaten bis möglicherweise Jahren. Hier müsste eine Bestimmung von Schubgröße, Schubrichtung und eventuell Schubphasen zu jedem Zeitpunkt während der Beeinflussungsdauer erfolgen. Eine derartige Analyse, wie sie z.B. für die Bestimmung der Transferbahnen von Raumfahrzeugen mit kontinuierlichen Triebwerken in Kapitel 6.5 erfolgt, setzt jedoch die genaue Kenntnis des systemspezifischen Schubbereichs voraus. Trotzdem können die ermittelten Resultate zur Abschätzung des Gesamtimpulses von kontinuierlichen Systemen verwendet werden. Dabei sollte jedoch ein innerhalb der Beeinflussungsdauer auftretendes mittleres oder maximales  $\Delta v$  als Grundlage dienen.

#### 4.1.3 Evaluierung der numerischen Methode

Es werden die mit dem neuen (optimalen) Verfahren und mit dem sogenannten parallelen Verfahren nach [23] bestimmten Ergebnisse für Antriebsbedarf und Angriffswinkel anhand von Ast044 in Abbildung 4.2 miteinander verglichen. Das parallele Verfahren beruht ebenfalls auf einer Mehrkörperintegration, berücksichtigt jedoch nur parallel und anti-parallel zum Bahngeschwindigkeitsvektor wirkende Impulse ( $\alpha = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ ). Es ist deutlich zu erkennen, dass für Phasen nahezu ungestörter Zweikörperbewegung (Zeiträume 2005 - 2040 und 2043 - 2051) fast keine Differenz zwischen beiden Lösungen für den Betrag des Antriebsbedarfs besteht. Hier wird mit dem optimalen Verfahren ein nahezu paralleler Angriffswinkel bestimmt. Für Phasen gravitativer Störungen (s. Abb. 4.3 vor einem nahen

Erdvorbeiflug und Abb. 4.4 vor der Kollision) ist jedoch der Vorteil des neuen Verfahrens eindeutig ersichtlich: hier wird durch das parallele Verfahren eine bis zu 500 %ige  $\Delta v$ -Überbestimmung erzielt. Zum Zeitpunkt der größten Differenz ist der optimale Angriffswinkel nahezu  $90^\circ$  entsprechend einem vollständig radialen Manöver.

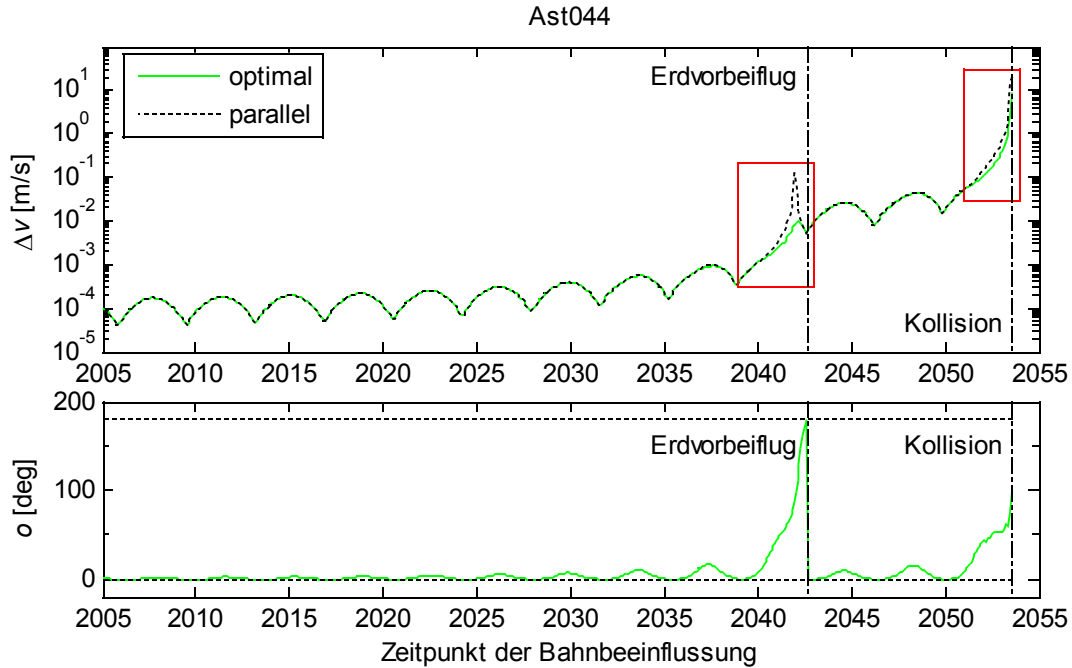


Abb. 4.2: Zeitlicher Verlauf von Antriebsbedarf  $\Delta v$  und Angriffswinkel  $\alpha$  für Ast044. Vergleich von Ergebnissen für optimalen und parallelen bzw. anti-parallelen Angriffswinkel.

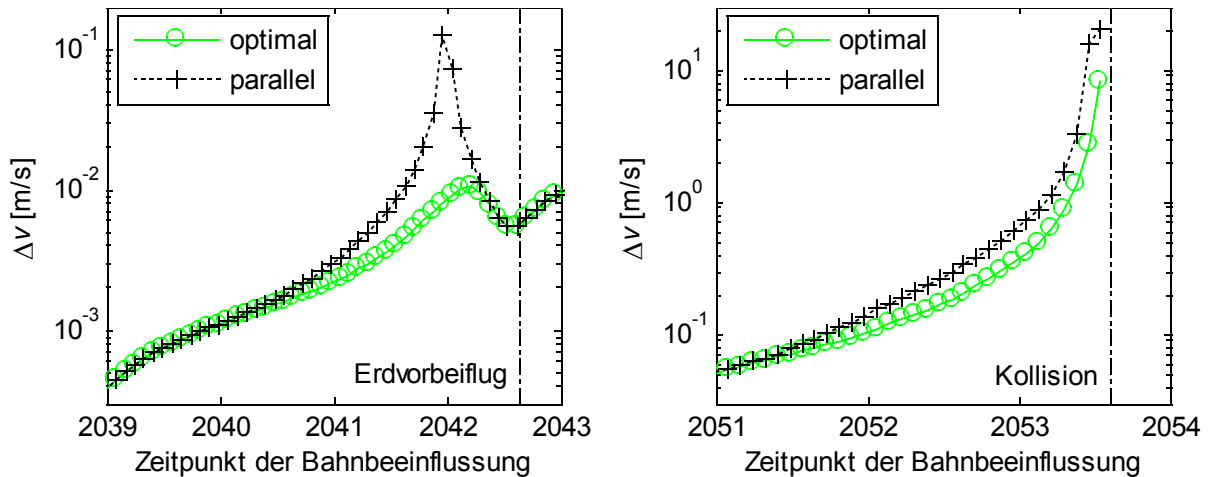


Abb. 4.3: Antriebsbedarf  $\Delta v$  für Ast044 zum Zeitpunkt eines nahen Erdvorbeiflugs. Vergrößerung von Abb. 4.2.

Der tendenzielle Verlauf von  $\Delta v$  als Funktion der Zeit entspricht im Wesentlichen (also für Phasen nahezu ungestörter 2-Körper-Bewegung) den in [23], [108] und [109] diskutierten Verläufen und impliziert die Richtigkeit des neuen Verfahrens (s. auch Diskussion im folgenden Kapitel).

#### 4.1.4 Interpretation der Ergebnisse

Mit dem in Kapitel 4.1.2 beschriebenen Verfahren werden die zeitlichen Verläufe von Antriebsbedarf und Angriffswinkel in dem Zeitintervall vom 1.1.2005 bis zum jeweiligen Kollisionszeitpunkt für alle Modellasteroiden berechnet. Eine Betrachtung der fünf Modellkometen wird zwar vorgenommen, ist aufgrund der vorangegangenen Diskussion jedoch nur richtig, falls es eine Möglichkeit gäbe, das Ausgasungsverhalten und somit die nicht-gravitative Kraft sehr genau zu modellieren. Es werden nur ausgewählte Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Alle an dieser Stelle nicht gezeigten Ergebnisdiagramme befinden sich im Anhang B.

Stellvertretend für diejenigen Modellobjekte, die keine nahen Vorbeiflüge an Planeten aufweisen und sich nicht in einem resonanten Orbit befinden, ist der zeitliche Verlauf von Antriebsbedarf und Angriffswinkel für Ast003 in Abbildung 4.5 dargestellt. Für derartige Objekte ist der gezeigte Verlauf des flach ansteigenden Antriebsbedarfs bis zum Beginn des letzten Umlaufs vor der Kollision typisch. Die überlagerte Schwingung ist auf die Ellipsenform der heliozentrischen Bahn zurückzuführen. Die Periode entspricht der Umlaufdauer  $P$  des Objektes, z.B. 4,20 a für Ast003 und 1,29 a für Ast013 (Abb. 4.7). Während eines Periheldurchgangs ist der Antriebsbedarf wesentlich geringer als zum Zeitpunkt des Apheldurchgangs. Die Größe der Amplitude der  $\Delta v$ -Schwingung verhält sich proportional zur Exzentrizität der Objektbahn. So beträgt der Unterschied im Antriebsbedarf für Perihel- und Apheldurchgang nur 0,2 Größenordnungen für Ast015 ( $e = 0,227$ , Abb. 4.6), aber eine Größenordnung für Ast003 ( $e = 0,754$ ). Für andere Objekte werden zum Teil noch größere Amplituden beobachtet (s. Anhang B).

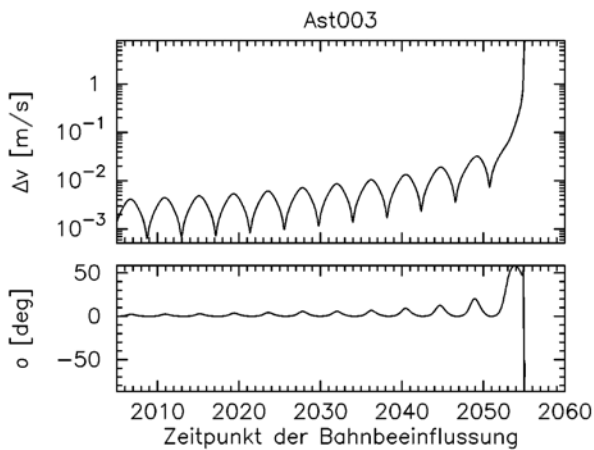


Abb. 4.5: Zeitlicher Verlauf von Antriebsbedarf  $\Delta v$  und Angriffswinkel  $\alpha$  für Ast003. Die Kollision erfolgt am 31.1.2055.

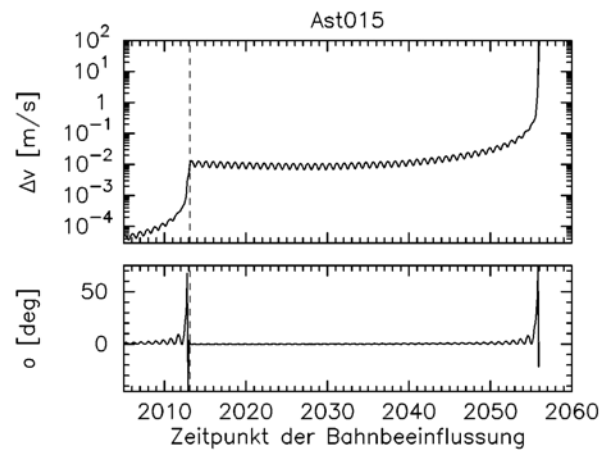


Abb. 4.6: Zeitlicher Verlauf von Antriebsbedarf  $\Delta v$  und Angriffswinkel  $\alpha$  für Ast015. Die Vertikale kennzeichnet den nahen Erdvorbeiflug in 0,002 AE Entfernung. Kollisionszeitpunkt: 9.12.2055.

Wie anhand von Ast003 zu sehen, ist die Geschwindigkeitsänderung zunächst nahezu tangential zur Bahn gerichtet, dass heißt der Angriffswinkel ist etwa  $0^\circ$ . Für alle Modellobjekte wird ein deutlicher Anstieg des Antriebsbedarfs innerhalb des letzten Umlaufs vor der Kollision beobachtet, einhergehend mit einer Zunahme der radial gerichteten Kompo-

nente des Antriebsbedarfs. Dieses Verhalten entspricht in guter Näherung dem einer geradlinigen Relativbewegung von Objekt und Erde (s. Gl. (4.1)).

Bei allen Objekten wird eine Oszillation des Angriffswinkels beobachtet. Dabei ist zu Zeitpunkten einer ganzzahligen NEO-Umlaufdauer vor der Kollision der Angriffswinkel nahezu Null, während mittig zwischen zwei Minima das Maximum auftritt. Dieses Verhalten wurde bereits in [109] anhand einer einfachen 2-Körper-Betrachtung beobachtet und gelangt durch diese Untersuchungen zu allgemeiner Gültigkeit. Lediglich zum Zeitpunkt gravitativer Störungen werden größere Ausschläge beobachtet, die von dem Schema abweichen können.

Der Einfluss von nahen planetaren Vorbeiflügen auf die Entwicklung des Antriebsbedarfs soll anhand von Ast015 (Abb. 4.6) diskutiert werden, für den ein Erdvorbeiflug in 0,002 AE Entfernung auftritt. Der entsprechende Zeitpunkt ist durch eine Vertikale im Diagramm gekennzeichnet. Bis drei Jahre vor dem Vorbeiflug ist der Antriebsbedarf kleiner als  $10^{-4}$  m/s, danach steigt  $\Delta v$  um 2 Größenordnungen an. Erfolgt die Bahnbeeinflussung vor dem Vorbeiflug, so vervielfacht dieser die Wirkung der Bahnänderung. Dieses Verhalten ist analog zu dem Gravity-Assist in der Raumfahrt, bei dem durch eine geringe Änderung der Vorbeiflugentfernung zum Planeten die auf das Raumfahrzeug übertragene Bahnenergie und somit dessen Geschwindigkeitsvektor beim Verlassen der Planeteneinflusssphäre beeinflusst wird. Ein ähnliches Verhalten zeigen Ast007, Ast030, Ast031, Ast033, Ast040, Ast044, Ast056, Ast057, Ast072 und Ast081, s. Anhang B. Für alle diese Objekte ist eine Bahnbeeinflussung wenige Jahre vor dem nahen Vorbeiflug wesentlich effektiver als in den Jahren danach. Die beobachtete Änderung im Energiebedarf steigt mit abnehmender Vorbeiflugentfernung und zunehmender Masse des Planeten. Nahe Vorbeiflüge an der Erde erzielen bei gleicher Entfernung eine größere Wirkung als zum Beispiel an der Venus.

Nachfolgend soll der Einfluss resonanter Begegnungen auf den Antriebsbedarf betrachtet werden. Falls eine Resonanz in der mittleren Bewegung vorliegt, also in den Umlaufzeiten von Objekt und Planet, so muss ein Verhältnis

$$\frac{n'}{n} = \frac{p}{p+q} \quad \text{mit} \quad n = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}} \quad (4.15)$$

aus ganzen Zahlen  $p$  und  $q$  vorliegen. Dabei bezeichnen  $n$  und  $n'$  die mittleren Bewegungen von innerem und äußerem Objekt. Nachfolgend indiziert ein Apostroph die äußere Bahn. Falls die Exzentrizität des inneren Objektes  $e \cong 0$  ist (trifft für Venus und Erde zu) und  $e' \neq 0$ , dann findet für  $q = 1$  jede Konjunktion der beiden Objekte am gleichen Ort auf der äußeren Bahn statt. Für  $q = 2$  ist es jede zweite Konjunktion, und so weiter. Resonante Bahnen können stabil sein, falls die Entfernung der Objekte zueinander zum Zeitpunkt der Konjunktion groß ist, äquivalent zu einer geringen gravitativen Störung. Andernfalls können diese Bahnen instabil sein. Zur Charakterisierung einer Konjunktion dient das kritische Argument  $\sigma$  (engl. „libration argument“ oder „resonant argument“) [101]

$$\sigma = (p+q)\lambda' - p\lambda - q\varpi' \quad \text{mit} \quad \varpi = \Omega + \omega \quad \text{und} \quad \lambda = \varpi + M. \quad (4.16)$$

Darin bezeichnet  $\Omega$  den aufsteigenden Knoten,  $\omega$  das Argument des Perihels,  $\varpi$  die Länge des Perihels und  $M$  die mittlere Anomalie (s. Anhang A). Das kritische Argument ist ein Maß für den Winkelabstand der Länge der Konjunktion vom Perihel des äußeren Objekts. Falls  $\sigma$  mit geringer Periode zirkuliert, z.B. der Umlaufdauer eines Objekts, so liegt im untersuchten Resonanzverhalten  $(p, q)$  keine gegenseitige Beeinflussung vor. Schwingt  $\sigma$  jedoch um eine bestimmte Länge oder weist eine sehr lange Periode auf, so muss untersucht werden, ob es sich um eine stabile oder instabile Konstellation handelt.

Als Vertreter für Objekte mit resonanten Vorbeifügen an Planeten sind Ast013 und Ast025 in Abbildungen 4.7 und 4.8 dargestellt. Ast013 nähert sich der Erde auf jeweils 0,055 AE zum 25.9.2007 und 25.9.2016. Die Zeitpunkte sind durch Vertikalen gekennzeichnet. Die Umlaufdauer zu Beginn der Bahnintegration beträgt 1,2857 a ( $a = 1,18239$  AE), so dass eine 7:9 Resonanz in der mittleren Bewegung mit der Erdbahn vorliegt ( $p = 7, q = 2$ ). Bemerkenswert ist der Anstieg des Antriebsbedarfs um eine Größenordnung exakt ein Jahr nach dem ersten Vorbeiflug, sowie die anschließende Verringerung, mit dem Minimum zum Zeitpunkt des zweiten Vorbeiflugs. Um die Ursachen für dieses Verhalten zu klären, werden das kritische Argument und die durch den Einfluss der Erde entstehenden Störbeschleunigungen analysiert.

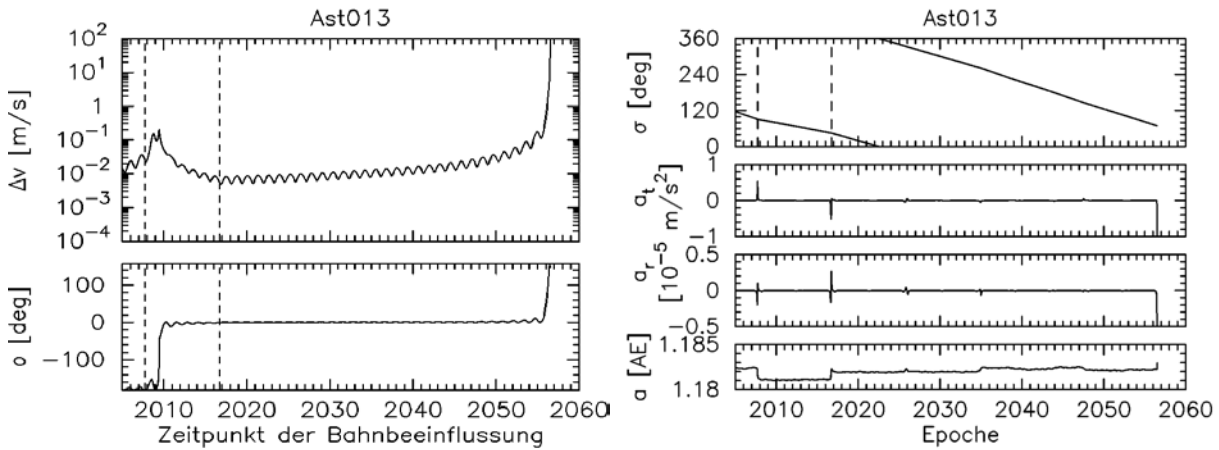


Abb. 4.7: Zeitlicher Verlauf von Antriebsbedarf  $\Delta v$  und Angriffswinkel  $\sigma$  (links) und kritischem Argument  $\sigma$  für eine 7:9 Resonanz mit der Erde, tangential und radial zur Bahn wirkender Beschleunigung  $a_t$  und  $a_r$  und großer Halbachse  $a$  für die ungestörte Bahn (rechts) für Ast013. Die Vertikalen kennzeichnen nahe Erdvorbeiflüge.

Für Konjunktionen ist  $\lambda' = \lambda$ , so dass nach Umstellen von (4.16) für das kritische Argument  $\sigma = -q \cdot M'$  gilt. Für Ast013 ist  $q = 2$ , so dass die erste Konjunktion ( $\sigma \cong 90^\circ$ ) für  $M' \cong -45^\circ$  und somit  $P'/8$  vor Erreichen des Perihels stattfindet. Zu diesem Zeitpunkt gelangt Ast013 von dem außerhalb der Erdbahn verlaufenden Teil seiner Bahn auf den erdinneren, wie auch der Verlauf der radialen Beschleunigung  $a_r$  in Abbildung 4.7 rechts zeigt ( $a_r$  ist erst negativ, später positiv). Der Verlauf der tangential zur Objektbahn wirkenden Beschleunigung weist darauf hin, dass Ast013 beim ersten Vorbeiflug den Schnittpunkt später erreicht als die Erde. Beim zweiten Vorbeiflug verhält es sich umgekehrt. Dabei ist  $\sigma \cong 50^\circ$ , dass heißt die Konjunktion erfolgt  $P'/14$  vor Erreichen des Perihels (im Jahr 2056 erfolgt die Kollision für  $\sigma \cong 70^\circ$ ). Aufgrund der negativen Beschleunigung im Jahr 2007 und der positiven im Jahr 2016 erfolgt zunächst eine Verringerung und später eine Vergrößerung der großen

Halbachse  $a$  (s. Abb. 4.7 rechts unten). Da die Vorbeiflüge in gleicher Entfernung erfolgen, ist die betragsmäßige Änderung von  $a$  ebenfalls gleich.

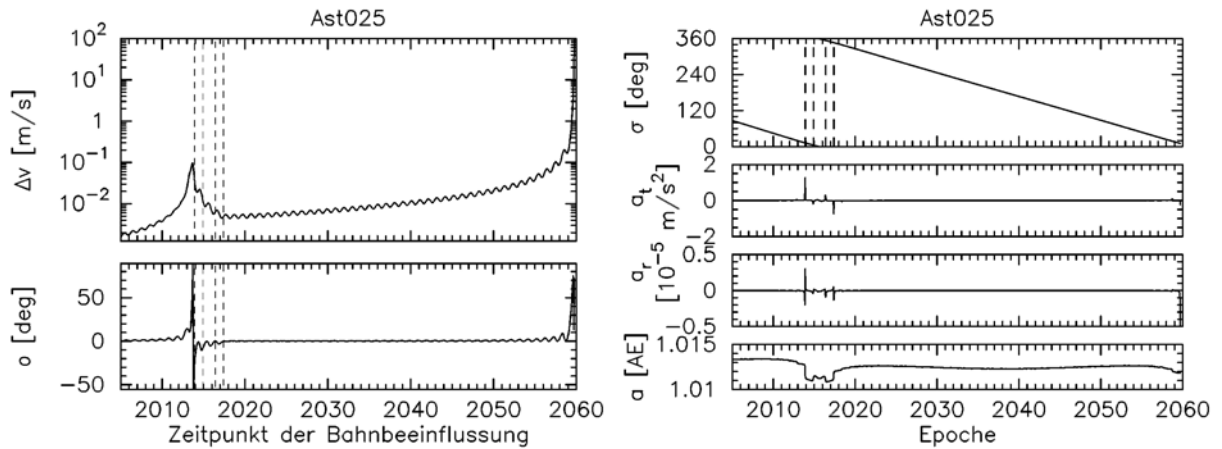


Abb. 4.8: Zeitlicher Verlauf von Antriebsbedarf  $\Delta v$  und Angriffswinkel  $o$  (links) und kritischem Argument  $\sigma$  für eine 1:1 Resonanz mit der Erde, tangential und radial zur Bahn wirkender Beschleunigung  $a_t$  und  $a_r$  und großer Halbachse  $a$  für die ungestörte Bahn (rechts) für Ast025. Die Vertikalen kennzeichnen nahe Erdvorbeiflüge in 0,031 AE (30.11.2013), 0,098 AE (3.12.2014), 0,077 AE (25.5.2016) und 0,048 AE (26.5.2017) Entfernung.

Das kritische Argument und der Beschleunigungsvektor lassen zwar übereinstimmende Deutungen der nahen Vorbeiflüge zu, liefern jedoch keine Erklärung für den signifikanten Verlauf des Antriebsbedarfs für den Zeitraum von 2005 bis 2015. Ast025 befindet sich ebenfalls auf einer Bahn mit resonanten Erdbegegnungen. Auch hier verläuft der Antriebsbedarf in der ungeklärten Weise zum Zeitpunkt der ersten Konjunktion. Für Ast025 liegt nahezu eine 1:1 Resonanz mit der Erdbahn vor. Bemerkenswert ist, dass die ersten beiden Vorbeiflüge (30.11.2013 und 3.12.2014) vor dem Periheldurchgang und die letzten beiden Vorbeiflüge (25.5.2016 und 26.5.2017) danach stattfinden. Auch hier wird aus der Analyse der genannten Parameter keine Erklärung zum  $\Delta v$ -Verlauf gefunden.

Es bleibt festzustellen, dass in beiden Fällen die Verläufe von Antriebsbedarf und Angriffswinkel bis zum Zeitpunkt des ersten Vorbeiflugs den späteren Verläufen bis zum Kollisionszeitpunkt ähneln. Derartige Entwicklungen der Antriebsbedarfe treten außerdem für Ast004 (15:13 Resonanz mit Erde, 5:7 Resonanz mit Venus), Ast012 (2:5 Resonanz mit Erde), Ast019 (11:35 Resonanz mit Erde), Ast045 (8:15 Resonanz mit Erde), Ast048 (4:13 Resonanz mit Erde), Ast051 (11:6 Resonanz mit Erde), Ast063 (9:23 Resonanz mit Venus), Ast064 (9:17 Resonanz mit Erde), Ast071 (2:5 Resonanz mit Erde), Ast087 (14:15 Resonanz mit Erde) und Ast093 (9:10 Resonanz mit Venus) auf, s. Anhang B.

Ast032 besitzt im gesamten Integrationszeitraum einen größeren Antriebsbedarf ( $> 10^{-2}$  m/s) als die anderen Objekte. Ursache dafür ist die 1:1 Resonanz mit der Erdbahn, die einen stabilisierenden Einfluss auf die Objektbahn besitzt. Das kritische Argument für diese Resonanz (Abb. 4.9 rechts) hat einen nur geringen Anstieg und nähert sich zum Zeitpunkt der Kollision  $0^\circ$  an. Dabei treten zunehmend nahe Vorbeiflüge an der Erde auf, infolge derer die große Halbachse verringert wird, so dass schließlich eine Kollision im Jahr 2052 erzwin-

gen wird. Ein Vorzeichenwechsel wie in den vorangegangenen Beispielen tritt nicht auf. Andernfalls würde wahrscheinlich ebenfalls ein lokales Maximum im Antriebsbedarf folgen.

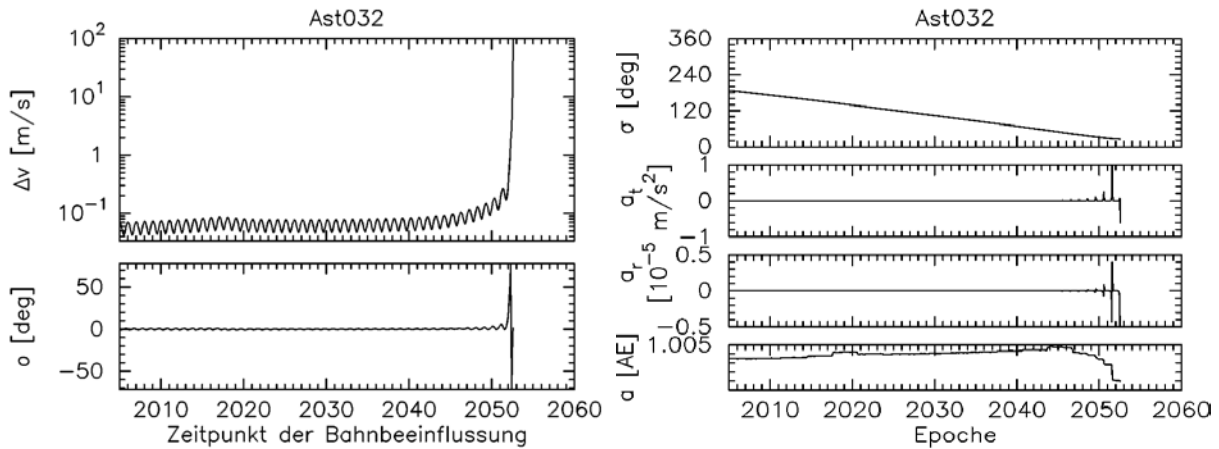


Abb. 4.9: Zeitlicher Verlauf von Antriebsbedarf  $\Delta v$  und Angriffswinkel  $o$  (links) und kritischem Argument  $\sigma$ , tangential und radial zur Bahn wirkender Beschleunigung  $a_t$  und  $a_r$  und großer Halbachse  $a$  für die ungestörte Bahn (rechts) für Ast032.

Die Bahnen aller Modellobjekte werden nach ihrer Beeinflussung weitere 500 Jahre in die Zukunft integriert, um festzustellen, ob infolge der Beeinflussung eine weitere Kollisionsgefahr entsteht. Als Ergebnis nähert sich keines der Objekte näher der Erde als bei dem forcierten Vorbeiflug zum Kollisionszeitpunkt.

Aus dem Antriebsbedarf und der Objektgröße und Dichte wird der Impulsbedarf nach Gleichung (4.6) bestimmt, der für die entsprechende Bahnbeeinflussung notwendig ist (Abb. 4.10). Im Kapitel 5 wird anhand des dargestellten Impulsbereiches das Impulsvermögen verschiedener Technologien zur Bahnbeeinflussung und somit die Eignung dieser Systeme für die Anwendung auf die Modellasteroiden untersucht.

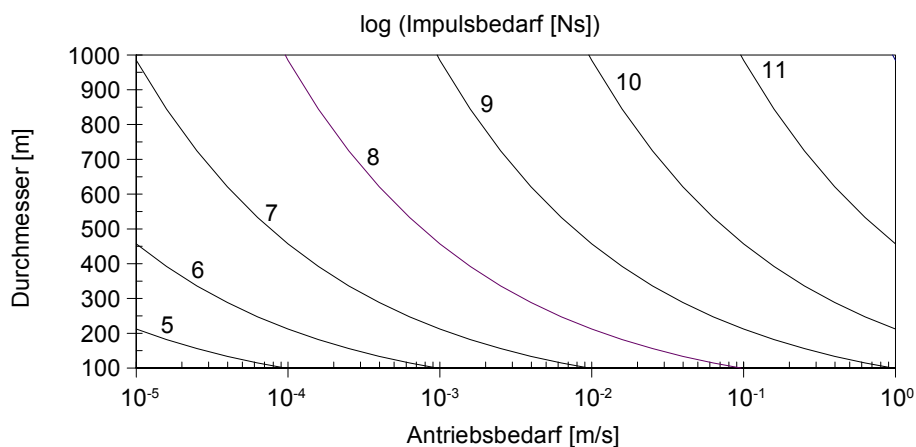


Abb. 4.10: Impulsbedarf zur Bahnbeeinflussung der Modellasteroiden. Es liegt eine mittlere Dichte von  $2.000 \text{ kg/m}^3$  zugrunde.



## 4.2 Kollisionsabwendung durch Objektzerstörung

Kann ein Objekt nicht ausreichend in seiner Bahn beeinflusst werden, so besteht eine weitere Möglichkeit der Kollisionsabwendung in der Zerstörung des Objektes. Definitionsgemäß gilt ein Objekt als zerstört, wenn die Masse des größten entstehenden Fragments kleiner oder gleich der Hälfte der Masse des zuvor intakten Objektes ist. Die Zerstörung eines Objektes erfordert Methoden mit hoher Energiedichte, z.B. den Einschlag eines Raumfahrzeuges mit großer Relativgeschwindigkeit (Projektilebeschuss, s. Kap. 5.2) oder die Explosion einer Atombombe (s. Kap. 5.3). Die für eine Zerstörung benötigte Energiedichte  $Q^*$  wird als Verhältnis aus kinetischer Energie des Projektils bzw. übertragener Energie der Explosion zu Masse des NEOs definiert [64]. Die Zerstörung eines Objektes geht als Resultat eines Sprödbruchs (verformungsloser Bruch) hervor. Dabei ist die zu ertragende Belastung (Bruchgrenze) eines Materials sowohl von dessen Größe als auch von der Dauer der Beanspruchung abhängig [67]. Beide Einflüsse werden durch das Vorhandensein und die Größe von Fehlstellen im Material bedingt. Selbst für metallische Objekte erfolgt die Zerstörung aufgrund der geringen Temperaturen (ca. 167 K im Asteroidengürtel) infolge eines Sprödbruchs.

Zunächst wird kurz beschrieben, wie die für eine Zerstörung notwendige Zugbelastung entsteht. Durch die Explosion oder den Projektileinschlag entsteht in dem NEO zunächst eine Schockwelle, die sich hemisphärisch ausgehend von der Kontaktzone ausbreitet. Das von der Schockwelle erfasste Material erfährt einen sprunghaften Anstieg von Druck, Teilchengeschwindigkeit, Dichte und innerer Energie. Dabei treten Phasenumwandlungen kristalliner Stoffe auf, z.B. wird bei 15...40 GPa Quarz in das für einen Meteoreinschlag charakteristische Hochdruckmineral Stishovit umgewandelt, und poröse Materialien erfahren eine Verdichtung, da alle Poren bei Drücken  $> 4$  GPa zusammengedrückt werden [95]. Bei beiden Vorgängen verliert die Schockwelle an Energie. Insbesondere durch das Zusammendrücken von Poren kann sehr viel Energie in Wärme abgebaut werden, die sogar zum Schmelzen und Verdampfen von Gestein führen kann. In Experimenten wurde festgestellt, dass die zur Zerstörung eines sehr porösen (ca. 55%) Eisobjektes erforderliche Energiedichte durchaus der eines intakten Basaltobjektes entsprechen kann (Ryan et al., 1999 in [64]).

Trifft die Schockwelle beim Passieren des Objektes auf eine freie Oberfläche (Vakuumumgebung; der Druck ist Null) so wird sie daran „reflektiert“. Da der Druck an der Oberfläche konstant bleiben muss, besitzt die entstandene Verdünnungswelle die gleiche Druckintensität wie die Schockwelle, aber mit umgekehrten Vorzeichen [95]. Es entsteht also eine Zugbelastung über der Verdünnungswelle. Die orts- und zeitabhängige Belastung, die auf das Material entsteht, resultiert aus der Überlagerung von Schock- und Verdünnungswelle.

Der für die Zerstörung des Objektes verantwortliche Sprödbruch tritt infolge des Wachstums und schließlich der Vereinigung von Fehlstellen, insbesondere von Hohlräumen, auf. Die notwendige Zugbelastung zur Einleitung des Wachstums verhält sich umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Fehlstellengröße [67]. Deshalb ist die Festigkeit eines Materialblocks von der größten und somit schwächsten Fehlstelle abhängig. Falls die Fehlstellengröße sich proportional zur Objektgröße verhält, so nimmt die Festigkeit eines Objektes mit  $D_{NEO}^{-1/2}$  ab. Die Bruchfestigkeit ist außerdem von der Dauer der Belastung abhängig. Im Falle

einer schnellen Belastung können nur kleine, mit großer Dichte auftretende Fehlstellen wachsen und sich zusammenschließen. Da die kleinen Fehlstellen eine große Aktivierungsspannung erfordern, ist die Bruchfestigkeit groß. Umgekehrt, im Falle einer sich langsam aufbauenden Beanspruchung, werden auch die großen, weiträumiger verteilten Fehlstellen vereint. Da diese eine geringere Aktivierungsspannung besitzen, ist die Bruchfestigkeit entsprechend gering. Da alle Prozesse mit zunehmender Objektgröße längere Zeit in Anspruch nehmen [64], kann die zeitabhängige Festigkeit auch als Funktion der Objektgröße dargestellt werden. Demnach nimmt mit zunehmender Objektgröße die Bruchfestigkeit ab.

Ab einer bestimmten Objektgröße tritt zusätzlich zu den beschriebenen Effekten der lithostatische Druck in Erscheinung. Im Gravitationsregime kommt es dadurch zu einem Anstieg der Bruchfestigkeit für zunehmende Objektgrößen, z.B. [105]. Auf das für die Modellobjekte geltende Festigkeitsregime (s. Diskussion in Kap. 5.2) entstehen jedoch keine Konsequenzen.

Derzeit existiert keine analytische Gleichung zur Abschätzung der zur Zerstörung benötigten Energiedichte, die alle Einfluss nehmenden Größen einbezieht. In der Literatur wird zwar eine Vielzahl von Experimenten beschrieben. Die Ergebnisse können jedoch aufgrund verschiedener Materialtypen und -festigkeiten, Projektilgeschwindigkeiten und -dichten lediglich gruppiert werden. Die kritischen Energiedichten  $Q^*$  für Kometen, Stein- und Metall-Asteroiden betragen demnach etwa 10, 100-1.000 und 20.000 J/kg, respektive [64]. Aufgrund dieser Angaben können Abschätzungen zum Energiebedarf für die Zerstörung von Objekten getroffen werden.

#### 4.2.1 Ergebnisse zur Zerstörung von Kometen

Um die Gefährdung durch einen Kometen abzuwenden, wird seine Zerstörung einer Bahnbeeinflussung vorgezogen (s. Diskussion in Kap. 4.1.1). Aufgrund der sehr großen Energiedichte erfolgt die Zerstörung durch das Zünden einer Atombombe auf der Objektoberfläche (s. Kap. 5.3). Dabei soll das größte entstehende Fragment in der Atmosphäre verglühen oder explodieren, so dass nur ein geringer Schaden am Boden entsteht. Als tolerierbare obere Grenze wird die Verwüstung in einem Radius  $< 10$  km angenommen. Die Bestimmung der zulässigen Fragmentgröße für jeden Modellkometen erfolgt durch Iteration der atmosphärischen Eintrittsrechnung bis zum Erreichen der Randbedingung. Tabelle 4.1 fasst die Ergebnisse zusammen. Den Berechnungen der Energiedichte liegt die Beziehung

$$e_{Bombe} \cong \left( \frac{m_{Fragment}}{M_{NEO}} \right)^{-3/2} \quad (4.1)$$

zugrunde, die aus den Angaben für die Fragmentierung von Eis [64] folgt. Demnach wird für die Fragmentierung in kleine Bruchstücke mehr Energie benötigt als für große Fragmente.

Aus Tabelle 4.1 folgt, dass Kom005 nicht zerstört werden muss, da er keine Gefahr darstellt. Kom002 kann durch die Explosion einer Atombombe in ausreichend kleine Bruchstücke gesprengt werden, die im Falle einer Kollision mit der Erde in der Atmosphäre explodieren

und nur geringfügigen Schaden anrichten. Ein Teil der Fragmente wird infolge der Explosion von der Kollisionsbahn abgelenkt. Aussagen zum prozentualen Anteil können eventuell aus der numerischen Simulation der Objektzerstörung und der anschließenden Bahnintegration der Fragmente gewonnen werden.

Objekt	$D_{NEO}$ [m]	$D_{Fragment}$ [m]	$m_{Fragment}/$ $M_{NEO}$	$e_{Bombe, soll}$ [J/kg]	$E$ [kt TNT]	$m_{Bombe}$ [kg]	$h_{Explosion}$ [km]	$R_{Airburst}$ [km]
Kom001	4.485	280	2,50E-04	2,53E+05	1,43E+06	129.952	0,9	7,2
Kom002	957	191	8,00E-03	1,40E+03	7,65E+01	141	4,9	5,6
Kom003	1.875	188	1,00E-03	3,16E+04	1,30E+04	4.984	6,2	5,7
Kom004	7.878	263	3,70E-05	4,44E+06	1,36E+08	3.071.393	2,8	6,5
Kom005	144	-	-	-	-	-	9,0	0,0

Tab. 4.1: Zulässige Fragmentgröße  $D_{Fragment}$ , Verhältnis aus Masse des größten Fragments zur ursprünglichen Objektmasse, erforderliche Energiedichte  $e$  (Gl. 4.1) und Energie  $E$ , äquivalente Atombombenmasse  $m_{Bombe}$  (Gl. 5.20), Explosionshöhe  $h_{Explosion}$  und verwüsteter Radius  $R_{Airburst}$  infolge der Atmosphärenexplosion des größten Fragments.

Für Kom003 ist eine Zerstörung möglich, falls eine RF-Nutzlast von 5 t verfügbar ist. Andernfalls ist auch der Start mehrerer Trägersysteme und die Kopplung ihrer Nutzlasten zu einem großen System im Erdorbit möglich. Eine genaue Analyse der Nutzlastkapazität für den RF-Transfer zu Kom003 erfolgt in Kapitel 6.7.

Die zur Fragmentierung von Kom001 und Kom004 benötigten Bombenmassen wurden extrapoliert und übersteigen die Nutzlastkapazität aller Trägersysteme, so dass durch eine einzelne Interaktion keine ausreichende Zerstörung gewährleistet ist. Eine gestaffelte Zerstörung erscheint als nicht realistisch, da durch die erste Explosion mehrere große Fragmente entstehen, die jeweils eine weitere Zerstörung erfordern, wobei die Anzahl der Explosionen bzw. der Raumfahrzeuge exponentiell mit der Anzahl der Sprengstufen zunimmt. Durch die erste Sprengung mit einer maximalen Atombombenmasse von 5 t entstehen die in Tabelle E gezeigten Fragmente. Die Schadensangaben beziehen sich auf den Landeinschlag von nur einem Fragment. Nach der Sprengung kann eine ungewisse Anzahl von Fragmenten auf der Kollisionsbahn verharren bzw. im Falle eines vorher ungefährlichen Kometen auf diese Bahn gelangen. Die Abwendung einer globalen Katastrophe (Vergleich Tab. 1.1) erscheint deshalb mit den untersuchten Technologien nicht möglich. Das Missionsdesign in Kapitel 6 sieht deshalb nur Vorerkundungsmissionen für Kom001 und Kom004 vor.

Objekt	$D_{NEO}$ [m]	$E$ [kt TNT]	$e_{Bombe, max}$ [J/kg]	$m_{Fragment}/$ $M_{NEO}$	$D_{Fragment}$ [m]	$D_{Krater}$ [km]	$S_{Richter}$ [-]	$R (S_{eff} > 5)$ [km]
Kom001	4.485	1,30E+04	2,36E+03	5,65E-03	795	5	8,0	388
Kom004	7.878	1,30E+04	4,40E+02	1,73E-02	2021	20	9,7	735

Tab. 4.2: Realisierbare Zerstörung von Kom001 und Kom004 und Schadenspotential durch größtes Fragment für einen Landeinschlag. Angaben wie in Tab. 4.1 bzw. 3.2, jedoch für eine maximale Nutzlast von 5.000 kg (13 Mt TNT).

## 5. Technologien zur Kollisionsabwendung

Wird ein Kollisionsobjekt entdeckt, so können basierend auf der Analyse von Antriebsbedarf und Angriffswinkel energieminimale Zeitpunkte für eine Bahnbeeinflussung ausgewählt und Satellitenmissionen zur Bahnbeeinflussung geplant werden. In der Literatur werden zahlreiche Technologien zur Bahnbeeinflussung von NEOs genannt, die in diesem Kapitel auf ihre Realisierbarkeit analysiert werden. Ein kritischer Parameter ist dabei die zur Verfügung stehende Masse der Bahnbeeinflussungsnutzlast, die nachfolgend anhand der Nutzlastkapazitäten aktueller Trägersysteme und eines einfachen Massenbudgets des Raumfahrzeuges abgeschätzt wird. Anschließend werden erst die impulsiven und dann die kontinuierlichen Bahnbeeinflussungsmethoden diskutiert. Bei der Beschreibung impulsiver Methoden wird auch die Objektzerstörung diskutiert, die neben der Bahnbeeinflussung eine weitere Möglichkeit zur Kollisionsabwendung darstellt.

### 5.1 Massenbudget für Raumfahrzeugmissionen

Es wird angenommen, dass im Falle einer realen NEO-Gefährdung von der üblichen Philosophie einer Kostenminimierung abgewichen wird, so dass der Start mit einer großen Trägerrakete einzig dieser Mission dient und die gesamte Nutzlastkapazität zur Verfügung steht. In Tabelle 5.1 sind die Nutzlastkapazitäten großer Trägerraketen für den Einschuss in eine niedrige Erdumlaufbahn (engl. „Low-Earth-Orbit“, LEO) und in einen geostationären Transferorbit (GTO) zusammengefasst.

Trägersystem	$m_{LEO}$ [kg]	$m_{GTO}$ [kg]
Delta IV Heavy	25.800	12.400
Space Shuttle	24.400	-
Ariane 5 (geplant für 2006)	18.000	6.800 (12.000)
Proton M / Breeze M	21.000	5.500

Tab. 5.1: Nutzlastkapazitäten großer Trägersysteme [74].

Diese Kapazität umfasst das Raumfahrzeug (RF) mit seinem Treibstoff und einen Adapter zwischen RF und Rakete, dessen Masse nachfolgend vernachlässigt wird. Für RF mit chemischen Triebwerken wird ein integrales Antriebskonzept verfolgt, bei dem das gleiche Triebwerk für alle Bahnmanöver eingesetzt wird. Für RF mit kontinuierlichen niedrig-Schub Triebwerken kann stattdessen auch eine abtrennbare Oberstufe für den Transfer von der Raketeneinschussbahn in die hyperbolische Fluchtbahn genutzt werden, um Transferzeit einzusparen. Diesbezügliche Annahmen werden im Missionsdesign (Kap. 6.5) getroffen.

Die Bestimmung der Treibstoffmasse erfolgt auf Basis des Antriebsbedarfs  $\Delta v_{S/C}$  für eine etwaige Mission. Es wird der Index S/C für Spacecraft eingeführt, um eine Verwechslung zum Antriebsbedarf der NEO-Bahnbeeinflussung zu vermeiden. Der Bedarf  $\Delta v_{S/C}$  setzt sich aus den Geschwindigkeitsänderungen entlang der Satellitenbahn für den Start von einer Erdumlaufbahn auf eine hyperbolische Fluchtbahn, für Bahnkorrekturmanöver von RF mit impulsivem Triebwerk bzw. Schubphasen von RF mit kontinuierlichem Niedrigschub-Triebwerk, sowie für Rendezvousmanöver zusammen. Aus der Raketengleichung folgt für das Verhältnis aus Treibstoffmasse  $m_{Treibstoff}$  zu Satellitenstartmasse  $m_{Start}$

$$\frac{m_{\text{Treibstoff}}}{m_{\text{Start}}} = 1 - e^{\frac{-\Delta v_{\text{S/C}}}{I_{\text{sp}} g_0}} \quad (5.1)$$

$I_{\text{sp}}$  bezeichnet dabei den spezifischen Impuls des Triebwerks, der ein Maß für die Effizienz des Antriebssystems ist. Das Produkt aus  $I_{\text{sp}}$  und  $g_0 = 9,81 \text{ m/s}^2$  entspricht der Austrittsgeschwindigkeit aus dem Triebwerk. Der spezifische Impuls wird für die nachfolgende Abschätzung mit 450 s für chemische Triebwerke ( $\text{LH}_2$ ,  $\text{LO}_2$ ), 3.000 s für solar-elektrische Ionentriebwerke und 30.000 s für thermonukleare Plasmatriebwerke angenommen. Chemische Triebwerke zählen zu den am häufigsten eingesetzten Antrieben und zeichnen sich durch großen Schub, hohe Zuverlässigkeit und geringen Leistungsbedarf aus. Ionentriebwerke wurden bereits für interplanetare Missionen eingesetzt (DS1, Smart-1) und weisen eine deutlich größere Austrittsgeschwindigkeit auf, die jedoch einen höheren Energiebedarf bedingt. Der Schub ist sehr gering (z.B. 0,092 N für DS1), so dass Bahnmanöver erheblich länger dauern als bei chemischen Antrieben. Plasmatriebwerke befinden sich noch in Entwicklung und stehen eventuell ab 2015 zur Verfügung. Ihr Energiebedarf erfordert jedoch die Verwendung von Radioisotopenbatterien oder Kernreaktoren [26].

Die Bestimmung des von Zielobjekt und Zeitfenster abhängigen Antriebsbedarfs  $\Delta v_{\text{S/C}}$  erfolgt in Kapitel 6, so dass an dieser Stelle nur eine parametrische Betrachtung erfolgt. Abbildung 5.1 zeigt den prozentualen Anteil der Treibstoffmasse und der Nutzlastmasse bezüglich der Startmasse als Funktion des Antriebsbedarfs für drei Antriebsarten. Der Vorzug eines erhöhten Nutzlastanteils von Triebwerken mit hohem spezifischen Impuls ist eindeutig.

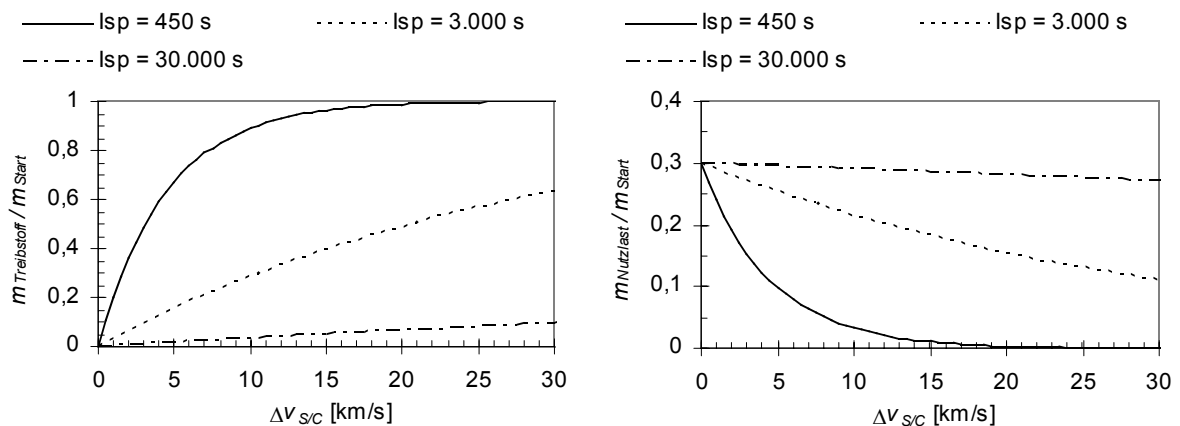


Abb. 5.1: Prozentuale Anteile der Treibstoffmasse und der Nutzlastmasse bezüglich der Startmasse als Funktion des Antriebsbedarfs für chemisches TW (450 s), Ionen-TW (3.000 s) und Plasma-TW (30.000 s). Es liegt ein Verhältnis aus Nutzlast- zu Trockenmasse von 0,3 vor.

Im Mittel entfallen 15% bis 50% der RF-Trockenmasse auf die Nutzlast. Die verbleibende Masse entfällt auf die RF-Subsysteme. Dabei besitzen Struktur und Mechanismen etwa 20% der Trockenmasse und die Tankmasse beträgt etwa 10% der Treibstoffmasse [116]. Das Antriebssystem umfasst neben dem Tank auch die Triebwerke, Leitungen und Ventile. Die Massenanteile der weiteren Subsysteme Lageregelung, Kommunikation, Kommando- und Datenverarbeitung, Thermalsystem und Energieversorgung variieren für einzelne Missionen und erfordern eine detaillierte Analyse, die nicht Bestandteil dieser Arbeit ist. Zum Beispiel beträgt der Massenanteil des Thermalsystems typischer Satelliten etwa 2% bis 5%. Wird

jedoch eine Radioisotopenbatterie oder ein Kernreaktor anstelle von Solargeneratoren für die Energieversorgung verwendet, so muss zusätzlich Wärme durch größere Radiatoren abgeführt werden, und das Thermalsystem fällt entsprechend schwerer aus.

Der minimale Antriebsbedarf zum Erreichen der Modellobjekte beträgt für einen Start von LEO 5 bis 25 km/s für ein RF mit chemischem TW (s. Kap. 6.1). Durch Gravity-Assist-Manöver kann der Bedarf auf etwa 5 bis 20 km/s verringert werden. Geht man von einer LEO-Startmasse von  $m_{LEO} = 25.000$  kg aus, so kann die Nutzlastmasse abgeschätzt werden. Diese Masse ist eine wesentliche Randbedingung für die nachfolgende Untersuchung von Nutzlasten zur Bahnbeeinflussung bzw. Objektzerstörung. Dabei wird für das Verhältnis aus Nutzlast- zu RF-Trockenmasse 0,3 angenommen, d.h.  $m_{Nutzlast} = 0,3 \cdot (m_{LEO} - m_{Treibstoff})$ . Der untere Antriebsbedarf (5 km/s) entspricht dann einer Nutzlastmasse von 2.420 kg (folgt aus Gl. 5.1). Für  $\Delta v_{SC} > 10$  km/s besteht das RF theoretisch nur noch aus einem Triebwerk und Treibstofftank. Darin liegt der entscheidende Nachteil chemischer Antriebe für interplanetare Missionen. Wird der gleiche Antriebsbedarf (5...20 km/s) für kontinuierliche Antriebe zugrunde gelegt, so entfallen auf die Nutzlast 6.330 bis 3.800 kg für Ionenantriebe und 7.370 bis 7.000 kg für Plasmaantriebe, wobei selbst für die obere  $\Delta v$ -Grenze noch ausreichend Trockenmasse für die Subsysteme zur Verfügung steht.

## 5.2 Projektilbeschuss

Den geringsten technologischen Aufwand zur Bahnbeeinflussung eines NEOs stellt dessen Beschuss durch ein Projektil dar, das im Wesentlichen dem Raumfahrzeug entspricht. Die Bahnbeeinflussungsnutzlast ist in diesem besonderen Fall also deutlich größer als die oben beschriebene Nutzlast. Beim Aufschlag wird zunächst der Impuls des Projektils auf den NEO übertragen. Durch das bei der Bildung des Einschlagskraters ausgeworfene Material entsteht ein zusätzlicher Impuls auf den NEO, wenn die Geschwindigkeit des Kratermaterials die örtliche Fluchtgeschwindigkeit übersteigt. Dieser Effekt wurde bereits gezielt in Form eines Impuls-Kopplungskoeffizienten [126, 119] bzw. eines Impulsfaktors [75] für die NEO-Bahnbeeinflussung beschrieben. Die genannten Quellen beschreiben die erzielbare Impulsvergrößerung in den Bereichen 2...5 [119] bzw. 3...6 [75] einzig als Funktion der Einschlagsgeschwindigkeit in einem Intervall von 10 bis 20 km/s. Materialabhängigkeiten wurden in diesem Zusammenhang bisher nicht untersucht. Besonders die Porosität der Asteroiden von teilweise 50% lässt jedoch eine erhöhte Energiedissipation und somit einen verminderten Impuls durch ausgeworfenes Kratermaterial vermuten. Nachfolgend wird anhand der Ähnlichkeitsanalyse das Verhältnis aus Gesamtimpuls zu Projektilimpuls in Abhängigkeit von Projektil- und Objekteigenschaften analysiert. Einleitend wird dazu kurz auf den Prozess der Kraterbildung eingegangen.

### 5.2.1 Prozess der Kraterbildung

Die Kraterbildung auf einem Planeten bzw. Asteroiden verläuft in drei Phasen [95]. In der ersten trifft das Projektil auf die Oberfläche auf und schiebt dabei Material vor sich her, so dass es verdichtet und beschleunigt wird, bei gleichzeitigem Abbremsen des Projektils. Die entstehenden Drücke in der Größenordnung von  $10^2$  GPa übersteigen die Festigkeiten von Ziel und Projektil, so dass Gesteinsschmelze und Dampf in Form von Jets aus der Kontakt-

stelle herausschießen. Diese so genannte *Kontakt- und Kompressionsphase* ist bereits nach Sekundenbruchteilen abgeschlossen. Der größte Anteil der kinetischen Energie des Projektils wird in innere Energie von Ziel und Projektil übertragen. Alle Energieumwandlungen, die sehr hohen Drücke, Temperaturen und Geschwindigkeiten, treten dabei in einer Region auf, die in etwa der Größe des Projektils entspricht.

In der anschließenden *Abgrabungsphase* breitet sich die in der ersten Phase entstandene Schockwelle annähernd hemisphärisch aus, ausgehend von der Kontaktzone im Ziel. Dem durchlaufenen Material wird dabei Energie zugeführt, die zu dessen Verdichtung und Beschleunigung führt. Durch die Materialbewegung öffnet sich schließlich ein Krater, dessen Größe von der Festigkeit und der Gravitation des Zielobjektes abhängt. Dabei wird das Kratermaterial in Form eines umgekehrten Kegelmantels aus dem Krater geworfen. Die Abgrabungsphase dauert wenige Sekunden bis Minuten, wobei ein transienter Krater entsteht. Löst sich entlang der Kraterwand aufgeschichtetes Material, so wird die Kraterform weiter verändert. Die Vorgänge während dieser *Modifikationsphase* sind jedoch für die Bahnbeeinflussung nicht relevant, da hierbei kein weiterer Impuls auf den NEO entsteht.

Ausschlaggebend für die Effizienz des Projektilbeschusses ist der Verlauf der Abgrabungsphase. Dabei wird unterschieden, ob die Kraterbildung durch die vorherrschende Gravitation oder Festigkeit dominiert wird [104]. Die Bildung kleiner Krater erfolgt unter dem Einfluss der Objektfestigkeit, wobei keine Bruchzone entsteht. Bei der Entstehung großer Krater bildet sich zwar eine Bruchzone, aber die Energie reicht nicht aus, um das gesamte Bruchmaterial gegen die Schwerkraft auszuwerfen. Bei dem Übergangsfall (Bruchregime) wird die Kratergröße durch die Größe der Bruchzone bestimmt, welche eventuell vollständig während der Abgrabungsphase ausgeräumt wird. Der gravitationsskalierte Krater stellt die obere Grenze für die Kratergröße dar. Besonders für kleine Projektile, welche die Dimension von Raumfahrzeugen besitzen, treten durch die numerische Bestimmung der Kratergröße für die verschiedenen Regime Unterschiede von nahezu einer Größenordnung auf [104]. Eine weitere Unsicherheit liegt in der Bestimmung der Auswurfgeschwindigkeit. Es ist demnach für eine erfolgreiche Bahnbeeinflussung unverzichtbar, das richtige Berechnungsmodell mit den notwendigen Einflussgrößen zu kennen. Andernfalls muss die Nutzlast zur Bahnbeeinflussung überdimensioniert werden, was unter Umständen die Durchführbarkeit der Mission gefährdet.

Um das Ergebnis des Projektilbeschusses eines NEOs abzuschätzen, existieren drei Möglichkeiten. Die erste besteht in der Durchführung von Laborexperimenten, wobei maximale Projektilgeschwindigkeiten von 7 km/s erreicht werden und das Zielobjekt nur wenige Zentimeter groß ist [64]. Bei diesen „niedrigen“ Geschwindigkeiten besitzen die Eigenschaften des Projektils (Material, Form) einen großen Einfluss, der wahrscheinlich sehr viel geringer für größere Geschwindigkeiten ist. Außerdem dominiert bei den kleinen Zielobjekten deren Festigkeit die Kraterbildung. Der Einfluss der Gravitation, der bei größeren Objekten zum Tragen kommt, kann nur mit Hilfe von Zentrifugen simuliert werden.

Eine zweite Möglichkeit besteht in der numerischen Simulation des Einschlags. Dabei muss das Materialverhalten während der Schallausbreitung, dem Zerdrücken von Hohlräumen, dem Versagen, Fließen und Bruch beschrieben werden. Das Modellieren von natürlich

vorkommenden Materialien ist besonders schwierig, da diese meist heterogene Ansammlungen von Mineralien mit Spalten, Einschlüssen, Korn- und Phasengrenzen sind. Selbst wenn komplizierte mathematische Modelle entwickelt werden, fehlen häufig die Daten zur Kalibrierung [64].

Bei der dritten Möglichkeit werden die aus Experimenten, numerischen Simulationen und Untersuchungen von Einschlagskratern gewonnenen Ergebnisse mit Hilfe der dimensionslosen Skalierung (Ähnlichkeitsanalyse) extrapoliert. Für die Skalierung müssen jedoch Annahmen über die Bedeutung der einzelnen Parameter getroffen werden. Fehler entstehen bei der Vernachlässigung wichtiger Parameter oder beim Extrapolieren in ein anderes Regime, z.B. die Extrapolation von Laborexperimentdaten in gravitationsdominierte Bereiche. Da im Rahmen dieser Arbeit weder Experimente noch numerische Simulationen zur Kraterbildung durchgeführt werden können, wird die dimensionslose Skalierung zur Abschätzung der Bahnbeeinflussung durch den Projektilbeschuss eines NEOs angewandt.

### 5.2.2 Abschätzung des übertragenen Impulses mittels Ähnlichkeitsanalyse

Im Folgenden werden die für die Impulsübertragung zur Bahnbeeinflussung benötigten Skalierungsvorschriften zusammengefasst und abgeleitet. Das Ziel ist die Bestimmung der ausgeworfenen Kratermasse und der Auswurfgeschwindigkeit, aus denen der Impuls des Kratermaterials folgt. Betrachtet wird der Einschlag eines Projektils mit dem Durchmesser  $d_{\text{Projektil}}$ , der Masse  $m_{\text{Projektil}}$ , der Dichte  $\rho_{\text{Projektil}}$  und der Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{Projektil}}$  in einen NEO mit dem Durchmesser  $D_{\text{NEO}}$ , der sich aus Material der Zugfestigkeit  $Y_{\text{Zug}}$  und der Dichte  $\rho_{\text{NEO}}$  zusammensetzt. Der Einschlag erfolgt unter dem Einfluss der vorherrschenden Schwerebeschleunigung

$$g = \frac{2}{3} \pi G \rho_{\text{NEO}} D_{\text{NEO}}, \quad (5.2)$$

mit der universellen Gravitationskonstante  $G = 6,67259 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ . Dabei entsteht ein Krater mit dem Volumen  $V_{\text{Krater}}$ . Zunächst werden das dimensionslose Kratervolumen  $\pi_V$  (auch Kratereffizienz genannt), die gravitationsskalierte Größe  $\pi_2$  und die festigkeitsskalierte Größe  $\pi_3$  definiert [63]

$$\pi_V = \frac{\rho_{\text{NEO}} V_{\text{Krater}}}{m_{\text{Projektil}}}, \quad (5.3)$$

$$\pi_2 = \frac{g_{\text{NEO}} d_{\text{Projektil}}}{2 v_{\text{Projektil}}^2}, \text{ und} \quad (5.4)$$

$$\pi_3 = \frac{Y}{\rho_{\text{Projektil}} v_{\text{Projektil}}^2}. \quad (5.5)$$

Zwei Einschläge gelten als ähnlich, wenn die dimensionslosen Kennzahlen gleiche Beträge besitzen, obgleich sich die Einschläge in Geschwindigkeit, Festigkeit, Größe, etc. unterscheiden [95]. Vernachlässigt man zunächst den Einfluss weiterer Größen, z.B. Einschlags-



winkel und Porosität des NEO-Materials, so kann das dimensionslose Kratervolumen für einen Einschlag aus der empirischen Gleichung [63]

$$\pi_V = K_1 \left[ \pi_2 \left( \frac{\rho_{Projektil}}{\rho_{NEO}} \right)^{1/3} + \pi_3^{3/(3-\alpha)} \right]^{-\alpha} \quad (5.6)$$

bestimmt werden. Der Exponent  $\alpha$  beträgt je nach Material 3/7 bis 3/4 und wird im Anschluss diskutiert. Der Skalierungsfaktor  $K_1$  wird bei Kenntnis aller weiteren Größen aus dem Gleichsetzen von (5.3) und (5.6) bestimmt. Aus einer Abschätzung anhand von Gleichung (5.6) folgt, dass der rechte Term in der eckigen Klammer um 2 bis 3 Größenordnungen größer ist als der linke Term (für  $0,1 \text{ km} \leq D_{NEO} \leq 10 \text{ km}$ ,  $500 \text{ kg/m}^3 \leq \rho \leq 2.000 \text{ kg/m}^3$ ,  $10^4 \text{ Pa} \leq Y_{Zug} \leq 10^6 \text{ Pa}$ ,  $3/7 \leq \alpha \leq 3/4$ ,  $v_{Projektil} \cong 20 \text{ km/s}$ ,  $1 \text{ m} \leq d_{Projektil} \leq 10 \text{ m}$  und  $\rho_{Projektil} \cong 2.000 \text{ kg/m}^3$ ). Demnach trifft auf die hier verfolgte Bahnbeeinflussung der Modellobjekte das Festigkeitsregime zu. Der Einfluss der gravitationsskalierten Größe kann deshalb vernachlässigt werden, und es folgt

$$\pi_V = K_1 \pi_3^{-3\alpha/(3-\alpha)}. \quad (5.7)$$

Die Tatsache, dass dichtere Projektile tiefer in die NEO-Oberfläche eindringen und deshalb effizienter Energie übertragen [95], wird durch (5.5) und (5.7) nicht verletzt. Betrachtet man weiter den Einfluss des Einschlagwinkels  $\theta$ , so muss in (5.7) ein Korrekturfaktor eingeführt werden. Aus experimentellen Untersuchungen mit Quarzsand wurde eine direkte Proportionalität zwischen  $\pi_V$  und  $\sin\theta$  gefunden. Ähnliche Versuche mit festem Gestein ergaben einen Abhängigkeit von  $\sin^2\theta$  [95], die angewandt auf (5.7) ergibt

$$\pi_V = K_1 \pi_3^{-3\alpha/(3-\alpha)} \sin^2 \theta. \quad (5.8)$$

Der materialabhängige Exponent  $\alpha$  muss experimentell bestimmt werden. Die obere Grenze  $\alpha = 3/4$  entspricht einer direkten Proportionalität zwischen Kratereffizienz und Projektilenergie:  $\pi_V \propto \pi_3^{-1} \propto v_{Projektil}^2$ , während die untere Grenze  $\alpha = 3/7$  einer direkten Proportionalität zum Projektilimpuls entspricht:  $\pi_V \propto \pi_3^{-0,5} \propto v_{Projektil}$  [123]. Es wird angenommen, dass  $\alpha$  vorwiegend von der Porosität des NEO-Materials abhängig ist. Mit zunehmender Porosität nehmen Energieverluste in Form von Verdichtungsarbeit zu und die Kratereffizienz wird geringer, das heißt  $\alpha$  muss für poröses Material klein sein. Diese Tendenz entspricht auch den experimentell gewonnenen Zahlenwerten für  $\alpha$  in Tabelle 5.2. Die porösen Materialien Sand und das künstliche Gemisch besitzen kleine  $\alpha$ , während für die nicht-porösen Materialien Wassereis und Basalt das obere Maximum bestätigt wird. Aufgrund der mangelnden Anzahl von Experimenten mit einer definierten Porosität existiert jedoch keine exakte Beschreibung des Porositätseinflusses auf  $\alpha$ .

Ist aus (5.3), (5.5) und (5.8) das Volumen des Einschlagskraters bekannt, so kann aus der Dichte des Kratermaterials die ausgehobene Masse

$$M_{Krater} = \rho_{NEO} V_{Krater} = \pi_V m_{Projektil} \quad (5.9)$$

bestimmt werden. Dieses Vorgehen ist jedoch nicht uneingeschränkt richtig. Generell gilt, dass für geringe Porositäten bzw. hohe Dichten der Krater flach ist, und für große Porositäten bzw. kleine Dichten tief wird [87, 99]. Für große Porositäten, wie z.B. 50% auf Mathilde [19], wird die Kraterform nur noch geringfügig durch die Beschleunigung von Material während der Abgrabungsphase bestimmt. Vielmehr dominiert die durch Materialverdichtung entstehende Form [68]. Hier führt Gleichung (5.9) zu einer zu großen Auswurfmasse und schließlich einem zu großen Impuls durch ausgeworfenes Material. Der Fehler ist aber gering, da der entstehende Impuls für hoch-poröses Material ohnehin gegen Null geht, wie nachfolgend gezeigt wird.

Material	$K_1$	$\alpha$	$Y_{Zug}$ [MPa]	$\rho_{NEO}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	Referenz
poröses Gemisch (Basalt, Eisensplitt, Asche, Wasser)		0,47 <sup>1)</sup> 0,49 <sup>1)</sup>	0,09 0,45	2600 2600	[66] [66]
Sand, trocken	0,132	0,507 0,45 ± 0,03	0 0	1700 1510	[63, 65] [35]
Erde, trocken	0,132	0,51	0,065	1700	[63]
Erde, feucht	0,095	0,65	0,44	2100	[63]
Gestein, hart	0,095	0,65	6,9	2650	[63]
Gestein, weich	0,095	0,65	3,0	2650	[63]
Wassereis	<sup>2)</sup>	0,75		1000	[127]
Basalt		0,75	14	3000	(Gault et al., 1963 in [65]), 99]

Tab. 5.2: Aus Experimenten mit Projektilbeschuss bestimmte Materialdaten. <sup>1)</sup> Werte werden unter der Annahme von  $K_1=0,095$  berechnet. Es werden verschiedene  $\alpha$  aus zwei Experimenten gefunden, deren Probenzusammensetzung eventuell nicht identisch war. <sup>2)</sup> Das in [127] angegebene  $K_1=0,86$  wurde unter der Annahme von  $Y=17$  MPa bestimmt. Diese Festigkeit erscheint als zu hoch, so dass  $K_1$  wahrscheinlich viel kleiner ist und deshalb nicht in die Tabelle übernommen wird.

Ist neben der Kratermasse die Geschwindigkeitsverteilung des ausgeworfenen Materials bekannt, so kann der auf den NEO entstehende Impuls abgeschätzt werden. Eine Erweiterung der dimensionslosen Skalierung liefert die kumulierte Masse des mit einer Geschwindigkeit  $\geq v_{eject}$  ausgeworfenen Kratermaterials im Festigkeitsregime [65]

$$\frac{m_{eject}(\geq v_{eject})}{M_{Krater}} = f \left( v_{eject} \sqrt{\frac{\rho_{NEO}}{Y_{Zug}}} \right). \quad (5.10)$$

Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf dieser Funktion für experimentelle Ergebnisse. Die in der Literatur angegebenen Potenzfunktionen für (5.10), z.B. [65], beschreiben den Verlauf der Datenpunkte jedoch nur unzureichend. Deshalb wird hier mit Hilfe der Exponentialfunktion

$$\frac{m_{eject}(\geq v_{eject})}{M_{Krater}} = e^{-\beta v_{eject} \sqrt{\frac{\rho_{NEO}}{Y_{Zug}}}} \quad (5.11)$$

interpoliert. Exemplarisch wird diese Funktion auf die in Abbildung 5.2 dargestellten experimentellen Datenpunkte angewandt. Der neu eingeführte Koeffizient  $\beta$  wird mit der Porosität in Beziehung gesetzt und nach Umstellen von (5.11) aus den Daten bestimmt. Der somit empirisch bestimmte Materialparameter ist  $\beta = 3$  für  $\phi = 0,60$  (P60 [99], Abb. 5.2, linke Kurve),  $\beta = 1,8$  für  $\phi \approx 0,40$  (P43 [99], Mitte) und  $\beta = 0,9$  für die unbekannte Porosität des Gemisches (Housen, 1992 in [66]) (rechte Kurve). Die in Abbildung 5.2 dargestellten Daten-

punkte für ein nicht-poröses Gestein (Gault et al., 1963 in [99]) wurden für Geschwindigkeiten  $v_{eject} < 45$  m/s nicht akkurat gemessen [99], so dass im oberen Verlauf der Kurve, also für kleine Auswurfgeschwindigkeiten, keine Übereinstimmung zur Exponentialfunktion auftritt. Im sonstigen Verlauf wird  $\beta = 0,55$  für  $\phi \cong 0$  gefunden. Es wird festgestellt, dass die normierte Geschwindigkeit des ausgeworfenen Materials mit zunehmender Porosität abnimmt.

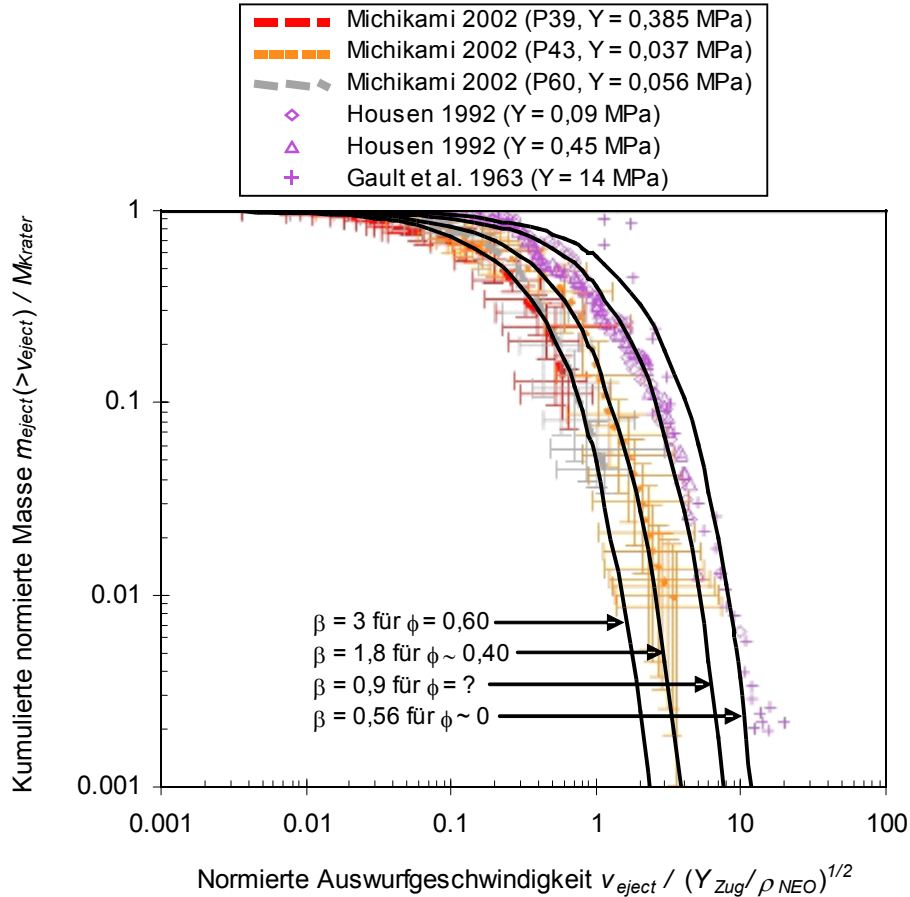


Abb. 5.2: Kumulierte normierte Masse  $m_{eject}(> v_{eject}) / M_{krater}$  als Funktion der normierten Auswurfgeschwindigkeit  $v_{eject} / (Y_{Zug} / \rho_{NEO})^{1/2}$ . Experimentelle Datenpunkte nach [99] und aus Gl. (5.11) gefundene Kurven.

Es wird (5.9) in (5.11) eingesetzt und nach der kumulierten Masse  $m_{eject}(\geq v_{eject})$  umgestellt. Die Ableitung von  $m_{eject}(\geq v_{eject})$  nach  $v_{eject}$  entspricht der Masse  $dm_{eject}$ , die mit Geschwindigkeiten zwischen  $v$  und  $v+dv$  ausgeworfen wird,

$$dm_{eject} = -\pi_V m_{Projektil} \beta \sqrt{\frac{\rho_{NEO}}{Y_{Zug}}} e^{-\beta \sqrt{\frac{\rho_{NEO}}{Y_{Zug}}} v_{eject}} dv_{eject} \quad (5.12)$$

Um den senkrecht zur Oberfläche entstehenden Impuls durch das ausgeworfene Material zu bestimmen, wird die Masse  $d_{meject}$  mit der senkrecht wirkenden Geschwindigkeitskomponente  $v_{eject} \sin \varphi$  multipliziert und in den Grenzen der Flucht- und Projektilgeschwindigkeit integriert.

$$I_{Krater} = \int_{v_{Flucht}}^{v_{Projektil}} v_{eject} \sin \psi \, dm_{eject} . \quad (5.13)$$

Theoretisch kann die untere Auswurfgeschwindigkeit auch deutlich größer als  $v_{Flucht}$  sein. So ist die minimale Geschwindigkeit bei Absplittungsprozessen  $\sqrt{Y_{Zug}/\rho_{NEO}}$ . Auf diese Größe wurde in Abbildung 5.2 normiert. Derart große Geschwindigkeiten treten unmittelbar vor der Abgrabungsphase in der Nähe des Einschlagsortes auf, wenn eine Oberflächenschicht in Folge des Übersteigens der zu ertragenden Zugbeanspruchung absplittet. Im Falle der Kraterbildung ist der Anteil der abgesplitterten Masse an der gesamten Kratermasse gering (< 10%) für große Porositäten (s. Abb. 5.2). Für geringe Porositäten nimmt dieser Anteil zu, der aufgrund der sehr hohen Geschwindigkeiten deutlich zu dem übertragenen Impuls beiträgt. Durch die eventuell zu gering gewählte untere Grenze in Gleichung (5.13) entsteht kein signifikanter Fehler, da das Auswurfmaterial mit geringer Geschwindigkeit nur sehr wenig zum Gesamtimpuls beiträgt. Ein ungewünschter und hier nicht berücksichtigter Nebeneffekt kann jedoch durch eine Absplittung an der dem Aufprallpunkt gegenüberliegenden Seite des NEOs entstehen, die den übertragenen Gesamtimpuls verringert.

Nach Einsetzen von (5.12) in (5.13) und anschließender Integration über der Auswurfgeschwindigkeit folgt der durch das ausgeworfene Kratermaterial entstehende Impuls zu

$$I_{Krater} = \pi_V m_{Pr\,ojekt\,il} \sin \psi \left( v_{eject} + \sqrt{\frac{Y_{Zug}}{\beta^2 \rho_{NEO}}} \right) e^{-\beta \sqrt{\frac{\rho_{NEO}}{Y_{Zug}}} v_{eject}} \Bigg|_{v_{Flucht}}^{v_{Pr\,ojekt\,il}} . \quad (5.14)$$

Der Auswurf von Kratermaterial erfolgt in Form eines Kreiskegelmantels wobei der Winkel zwischen NEO-Oberfläche und Kegelmantel durchschnittlich  $\psi = 45^\circ$  beträgt [35, 95]. Es handelt sich um keine Verteilung über einen bestimmten Bereich, so dass nicht über den Auswurfwinkel integriert werden muss. Die untere Integrationsgrenze in (5.14) ist die Fluchtgeschwindigkeit von der Oberfläche des Objektes

$$v_{Flucht} = \sqrt{\frac{2}{3} \pi G \rho_{NEO} D_{NEO}} . \quad (5.15)$$

Für Projektilgeschwindigkeiten von mehreren km/s geht die e-Funktion in (5.14) gegen Null. Entsprechend besitzt die geringe Menge von Auswurfmaterial mit projektilähnlicher Geschwindigkeit einen sehr geringen Anteil an dem entstehenden Impuls (s. Abb. 5.2 für  $v_{eject}/(Y_{Zug}/\rho_{NEO})^{1/2} > 100$ ). Der obere Integrand kann daher vernachlässigt werden. Die Projektilgeschwindigkeit besitzt natürlich dennoch einen großen Einfluss auf den Impuls. Ihre Abhängigkeit steckt in  $\pi_V$ . Der aus (5.14) resultierende Impuls

$$I_{Krater} = \left| -\pi_V m_{Pr\,ojekt\,il} \sin \psi \left( v_{Flucht} + \sqrt{\frac{Y_{Zug}}{\beta^2 \rho_{NEO}}} \right) e^{-\beta \sqrt{\frac{\rho_{NEO}}{Y_{Zug}}} v_{Flucht}} \right| \quad (5.16)$$

wirkt zusätzlich zu dem durch das Projektil übertragenen Impuls  $I_{Pr\,ojekt\,il} = m_{Pr\,ojekt\,il} v_{Pr\,ojekt\,il}$ . Falls ein vertikaler Einschlag vorliegt, so tritt durch das ausgeworfene Material die Impuls-

vergrößerung  $(I_{\text{Projektil}} + I_{\text{Krater}})/I_{\text{Projektil}}$  auf. Der Fall  $I_{\text{Krater}} = 0$  entspricht dabei einem idealen unelastischen Stoß von Projektil und NEO.

### 5.2.3 Schlussfolgerungen

In Abbildung 5.3 sind exemplarisch die Impulsvergrößerungen für drei Objekttypen in den vorherrschenden  $\alpha$ -Bereichen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit dargestellt. Kometen (Abb. 5.3 links) besitzen eine sehr große Porosität, so dass nur moderate Werte für  $\alpha$  erwartet werden und  $\beta$  entsprechend mit 3 angenommen wird. Für Kometenmaterial ist  $I_{\text{Krater}}/I_{\text{Projektil}}$  vermutlich  $< 10$ , wahrscheinlich geht das Verhältnis sogar gegen Null. Steinige Asteroiden weisen zwar eine geringere Porosität auf, zeichnen sich aber gleichzeitig durch größere Dichten und Festigkeiten aus. Für „sandige“ Objekte ist der Faktor  $< 2$  (Abb. 5.3 Mitte,  $\alpha = 3/7$ ) während für basaltartige Objekte theoretisch zweistellige Faktoren möglich sind. Für den Fall der Bahnbeeinflussung metallischer Objekte muss mit geringeren Faktoren gerechnet werden (Abb. 5.3 rechts). In allen Fällen ist der aus mangelnden Materialparametern resultierende Unsicherheitsbereich sehr groß.

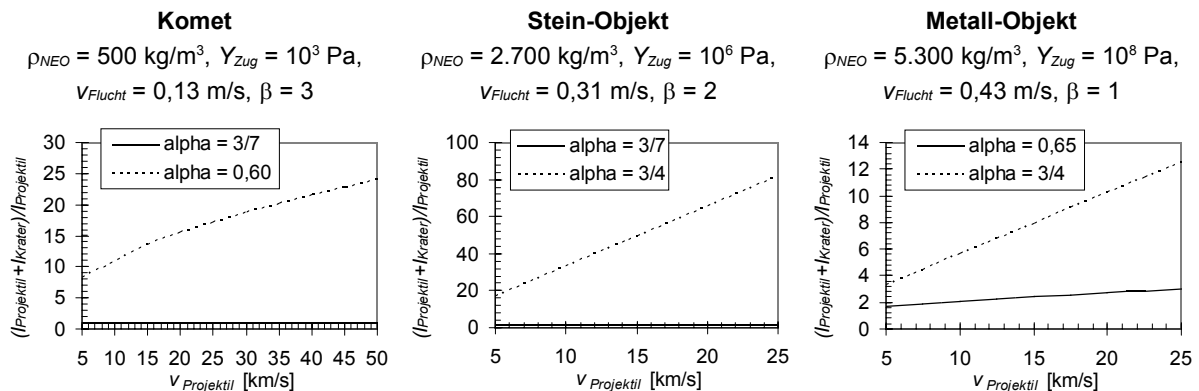


Abb. 5.3: Impulsvervielfachung am Beispiel von drei typischen NEOs als Funktion von  $v_{\text{Projektil}}$  für objekttypische  $\alpha$ -Grenzen. Für alle Beispiele liegt ein NEO mit 500 m Durchmesser zugrunde und der Einschlag erfolgt senkrecht zur Oberfläche ( $\theta=90^\circ$ ) mit einem Projektil der Dichte  $\rho_{\text{Projektil}}=5.000 \text{ kg/m}^3$ .

Es muss deshalb betont werden, dass solange die hier gefundenen Beziehungen und die darin vorkommenden Koeffizienten nicht experimentell nachgewiesen werden, das Ergebnis eines Projektilbeschusses auf ein zu beeinflussendes Objekt ungewiss bleibt. Vorerkundungsmissionen mit kleineren Projektilen, deren Einschlag durch ein Mutterschiff beobachtet wird, wie im Falle der Deep-Impact Mission, sind daher unerlässlich. Falls derartige Missionen nicht durchführbar sind, z.B. aufgrund einer zu geringen Vorwarnzeit, so muss bei der Missionsauslegung von einem minimalen Faktor für die Impulsvergrößerung ausgegangen werden. Der zu erwartende übertragene Impuls entspricht dann dem Impuls des einschlagenden Raumfahrzeuges.

Es kann jedoch gezeigt werden, dass die aus der Ähnlichkeitsanalyse gewonnenen Ergebnisse von der gleichen Größenordnung sind wie die der wenigen experimentellen Untersuchungen. Z.B. wurden in [138] diverse Materialproben an einem Pendel montiert und durch ein Aluminiumprojektil beschossen ( $\rho_{\text{Projektil}} = 2.680 \text{ kg/m}^3$ ,  $v_{\text{Projektil}} \cong 7,6 \dots 8,4 \text{ km/s}$ ). Aus dem Pendelausschlag wurde auf die Impulsvergrößerung geschlossen, die für einen

Eisenmeteorit 1,14, Olivin > 2,94, Basalt > 3,75, Kometenanalogue > 5,83, und verdichteten Schnee 9,70 betrug. Da die Experimentatoren keine derartig großen Werte erwartet hatten, schlug das Pendel in einigen Experimenten an die zu klein bemessene Behausung der Vakuumkammer, so dass der gemessene Faktor mit einem > versehen wurde. Aufgrund der tassenförmigen Materialaufnahme für das Kometenanalogue und den verdichteten Schnee muss davon ausgegangen werden, dass die dafür bestimmten Faktoren zu groß sind. Ähnliche Versuche mit schrägen Einschlägen wurden in [148] mit Nylon-Projektilen ( $\rho_{\text{Projektil}} = 1.186 \text{ kg/m}^3$ ,  $v_{\text{Projektil}} \cong 0,76 \dots 4,4 \text{ km/s}$ ) durchgeführt. Entsprechend der geringeren Projektilsdichte und Geschwindigkeit wurden für den Impulsfaktor in Basalt ca. 2 und für Aluminium und Stahl ca. 1,1 gefunden.

Abschließend sollen die Anforderungen an das RF im Falle einer Bahnbeeinflussung durch Projektilbeschuss diskutiert werden. Das Projektil sollte entsprechend (5.5) und (5.7) eine große Dichte aufweisen, um die Kratereffizienz und somit den Impuls zu maximieren. Dieser Zusammenhang wird auch bei der Deep-Impact-Mission genutzt, wo ein massiver Kupferblock als Projektil dient. Zudem sollte die in Abhängigkeit von der Erreichbarkeit des zu beeinflussenden NEOs zur Verfügung stehende Nutzlastmasse maximal ausgeschöpft werden.

Unter Umständen ist die kinetische Energie des Projektils jedoch größer als die kritische Energie für die Zerstörung eines Objektes (s. Kap. 4.2). Ausgehend von einer Parameterstudie ( $m_{\text{Projektil}} \sim 10 \text{ t}$ ,  $v_{\text{Projektil}} \sim 20 \text{ km/s}$ ,  $\rho_{\text{NEO}} \sim 2.000 \text{ kg/m}^3$ ) kann für den Projektilbeschuss die Gefahr einer Fragmentierung von Asteroiden mit  $D_{\text{NEA}} > 600 \text{ m}$  nahezu ausgeschlossen werden, da die hierbei erreichbare Energiedichte  $0,5 m_{\text{Projektil}} v_{\text{Projektil}}^2 / m_{\text{NEO}}$  zu gering ist ( $< 10 \text{ J/kg}$ ). Die kritische Energiedichte ( $Q^* > 100 \text{ J/kg}$ ) kann jedoch für Asteroiden mit  $D_{\text{NEA}} < 300 \text{ m}$  erreicht werden. Das größte aus einer Zerstörung hervorgehende Fragment kann dabei 50% der ursprünglichen Masse besitzen, äquivalent zu einer Objektgröße > 200 m. Dieses Fragment ist in der Lage, die Atmosphäre zu durchdringen. Um eine unbeabsichtigte Zerstörung zu verhindern, ist deshalb ein gestaffelter Beschuss mit mehreren kleineren Projektilen notwendig. Da in Einzelfällen zum Teil auch größere Projektilgeschwindigkeiten erreicht werden, erfolgt im Missionsdesign (Kap. 6) für jedes Objekt eine Bestimmung der erforderlichen Projektilanzahl.

Die sequentielle Freisetzung kleinerer Energiemengen erfordert zwar einen größeren technologischen Aufwand, eröffnet andererseits aber auch die Möglichkeit einer aktiven Kontrolle der Bahnbeeinflussung. So kann das Ergebnis aus der ersten Interaktion genutzt werden, um die Anzahl und Intensität der folgenden festzulegen. Die erste Interaktion kommt somit der Stellung einer Vorerkundungsmission gleich. Genaue Erkenntnisse über die Eigenschaften des Objektes bleiben zwar unbekannt, die in den Gleichungen zur Impulsbestimmung vorkommenden Koeffizienten können aber in guter Näherung bestimmt werden.

Der Projektilbeschuss zur Kollisionsabwendung durch Objektzerstörung erscheint aufgrund der geringen Energiedichte des Projektils als ungeeignet, da besonders für größere kritische Energiedichten ( $Q_{\text{NEA}}^* = 1.000 \text{ J/kg}$ ) eine Zerstörung in ausreichend kleine Fragmente, die beim Eintritt in die Erdatmosphäre verglühen, mit nur einer Interaktion nicht möglich ist. Eine Zerstörung von großen Fragmenten aus dem ersten Beschuss würde weitere RF-Projektile

erfordern und die Missionskomplexität deutlich erschweren. Für die Zerstörung sollten deshalb Methoden mit größerer Energiedichte Einsatz finden, nämlich Atombomben.

Beim Entwurf der RF-Transferbahn sollte die Relativgeschwindigkeit zwischen Projektil und NEO maximiert werden, und zwar unter Berücksichtigung der Richtung der angestrebten Geschwindigkeitsänderung des NEOs. Des Weiteren sollte der Einschlag durch den Schwerpunkt des NEOs gerichtet sein, da andernfalls ein Teil des Impulses für die Änderung des NEO-Rotationszustandes verloren geht. Dazu wird in Kapitel 6.4 eine numerische Methode zur Bestimmung optimaler Projektilbahnen (hohe Relativgeschwindigkeit und geeigneter Angriffswinkel) entwickelt, und in Kapitel 6.7 werden die Ergebnisse anhand der Modellpopulation diskutiert.

Eine weitere Anforderung an das RF resultiert aus der hohen Relativgeschwindigkeit von Projektil und NEO. Das Navigationssystem sollte über entsprechende Sensoren zur frühzeitigen Erkennung des NEOs sowie schubstarke Triebwerke zur Bahnkorrektur wenige Minuten vor dem Einschlag verfügen. Der Zusammenhang zwischen Projektilgeschwindigkeit, Auflösungsvermögen der optischen Sensoren und Antriebsbedarf zur Bahnkorrektur wurde bereits in [121] diskutiert. Als kritisch ist lediglich die rasche Ausrichtung des Haupttriebwerks bzw. des gesamten Raumfahrzeuges unmittelbar vor dem Einschlag zu erachten. Eine Lösung besteht in der Anordnung von zwei Bahnkorrekturtriebwerken pro RF-Achse (positiv und negativ gerichtet; insgesamt sechs TW). Dadurch kann das RF ohne Neuausrichtung in einer beliebigen Richtung beschleunigt werden. Zusätzlich könnten verfügbare Technologien wie der „Impactor Target Sensor“ für die Deep-Impact Mission und erprobte Verfahren wie die autonome Navigation der Deep Space 1 Mission Verwendung finden. Es wird deshalb geschlossen, dass Projektilbeschuss-Missionen mit dem aktuellen Stand der Technik durchführbar sind.

### 5.3 Atombomben

Neben dem Projektilbeschuss kann zur Impulserzeugung durch Kraterbildung auf einem NEO auch die Explosion einer Atombombe dienen [1]. Aufgrund der höheren Energiedichte kann ein deutlich größerer Impuls übertragen werden. Nach einer Kurzbeschreibung des Explosionsprozesses folgt die differenzierte Betrachtung von Höhen-, Boden- und Tiefenexplosionen, die abschließend auf ihre Eignung zur Bahnbeeinflussung bewertet werden. In der Literatur werden teilweise auch chemische Sprengstoffe genannt, z.B. [119]. Ihr Einsatz ist zwar politisch weniger brisant, birgt aber den Nachteil einer etwa  $10^6$ -fach geringeren Energiedichte im Vergleich zu Atombomben. Aus diesem Grund werden chemische Sprengstoffe nicht explizit diskutiert.

Atombomben werden unterschieden in Kernspaltungsbomben, die ihre Energie aus der Spaltung von Uran oder Plutonium beziehen, und Fusionsbomben, die einen wesentlichen Teil ihrer Energie aus der Verschmelzung von Kernen des schweren Wasserstoffs zu Helium erhalten. Jede Fusionsbombe enthält auch eine Spaltungsbombe, die einen Teil der Fusionsmaterie auf die erforderlichen Temperaturen (ca.  $10^8$  K) aufheizt, um den Prozess der thermonuklearen Reaktion einzuleiten [20].

Die bei einer Explosion freiwerdende Energie wird in drei Kategorien unterteilt: 1) die kinetische Energie der Elektronen, Atome und Moleküle, 2) die innere Energie dieser Teilchen, und 3) die Energie der thermischen Strahlung. Der Anteil der thermischen Energie ist proportional zur vierten Potenz der Temperatur. Konventionelle chemische Sprengstoffe erreichen nur mittlere Temperaturen (einige  $10^3$  K), so dass der Anteil thermischer Strahlung relativ gering ist. Fast die gesamte freiwerdende Energie tritt hier als kinetische und innere Energie in Erscheinung. Durch die plötzliche Energiefreisetzung entsteht ein enormer Druck- und Temperaturanstieg, wodurch der Sprengkörper zu einem komprimierten, heißen Gas wird. Dieses Gas expandiert sehr rasch und erzeugt dadurch eine Druckwelle in dem umgebenden Medium. An der Front der Druckwelle tritt ein plötzlicher Druckanstieg auf, der allmählich hinter der Front nachlässt. Da die Wirkung einem plötzlichen Aufprall gleichkommt, wird häufig der Ausdruck Stoß oder Stoßwelle verwendet [50]. Bei Explosionen über der Oberfläche unter Vakuumbedingungen entfällt dieser Anteil, der bei terrestrischen Explosionen eine verheerende Wirkung besitzt (Luftstoßwelle). Die Stoßwelle kann sich nur ausbreiten, wenn die Bombe auf bzw. unter der NEO-Oberfläche gezündet wird.

Bei Atombomben entfällt aufgrund der sehr viel höheren Temperaturen ein weitaus größerer Teil der Energie auf die thermische Strahlung (etwa 80% der Gesamtenergie). Die Röntgen- und Gammastrahlen werden von dem NEO-Material absorbiert und zum großen Teil in innere und kinetische Energie der Teilchen umgewandelt. Die Stoßwelle entsteht in gleicher Weise wie oben beschrieben. Außerdem wird die Kernexplosion von der Anfangsstrahlung begleitet, bestehend aus Gammastrahlen und Neutronen. Schließlich sind die nach der Kernexplosion verbleibenden Substanzen radioaktiv und strahlen über einen längeren Zeitraum (Rückstandsstrahlung) [50].

Eine zukünftige Alternative für die NEO-Bahnbeeinflussung bzw. NEO-Zerstörung stellt die Antimaterie dar, wobei die Erzeugung und die Speicherung derzeit ungelöste Probleme sind. Beim Einsatz der Antimaterie als „Bombe“ würde die vorgesehene Menge an Antimaterie eine gleichgroße Menge an NEO-Materie annihilieren und dabei etwa  $1,8 \cdot 10^{17}$  J/kg an Energie frei setzen [119]. Zum Vergleich, bei der nuklearen Sprengung werden etwa  $4 \cdot 10^{12}$  J/kg frei. Eine weitere Betrachtung entfällt aufgrund der ungewissen Realisierbarkeit und somit nicht absehbaren Verfügbarkeit.

### 5.3.1 Explosion über dem NEO (Höhenexplosion)

Bei Explosionen über der Oberfläche des NEOs erfolgt die Energieübertragung über die kinetische Energie der entstehenden Debris und wesentlich effizienter durch die Absorption der freiwerdenden Röntgenstrahlung einer Spaltungsbombe. Der Anteil der Energieübertragung durch Debris ist äußerst gering, so dass die Höhenexplosion chemischer Sprengsätze ausgeschlossen werden kann. Bei einer Fusionsbombe entstehen zusätzlich hoch energetische Neutronen. Durch die Absorption von Röntgen- und Neutronenstrahlung in der Oberfläche des NEOs wird dem durchstrahlten Material Energie zugeführt, die eine Erwärmung und Expansion des Materials bewirkt. Dampf, Brocken und ganze Schichten werden gelöst und übertragen dabei einen Impuls auf den NEO [56].



Da sich die Strahlung hemisphärisch ausgehend vom Explosionsort ausbreitet, trifft in Abhängigkeit von Explosionshöhe und Objektgröße nur ein bestimmter Anteil der thermischen Strahlung auf die NEO-Oberfläche. Abschätzungen für den entstehenden Impuls auf den NEO existieren in [2, 126 und 129]. Demnach entspricht die optimale Explosionshöhe etwa  $0,2 D_{NEO}$ , wobei 30% einer sphärischen NEO-Oberfläche bestrahlt werden. Der entstehende Impuls ist um eine Größenordnung geringer als der durch eine Bodenexplosion [2]. Der zusätzliche Aufwand zur Landung auf dem Objekt kann mit der Höhenexplosion zwar vermieden werden. Dieser Aufwand ist jedoch gering, wenn ein einfaches Aufsetzen des Satelliten auf der Oberfläche genügt, wie z.B. bei der Landung von NEAR auf Eros.

Es gibt berechtigte Zweifel am direkten Einbringen großer Energiemengen in einen NEO aufgrund der möglichen Fragmentierung des Objektes in mehrere große Brocken, die auf der Kollisionsbahn verharren und Schäden auf der Erde anrichten können. Die Höhenexplosion gilt diesbezüglich als sicher, da die Röntgenstrahlen und Neutronen mit Verzögerung auf eine sehr viel größere Oberfläche auftreffen und ihre Energie übertragen. Die dabei im NEO-Material entstehende Spannungswelle ist von wesentlich geringerer Intensität als eine vergleichbare Schockwelle infolge einer Bodenexplosion. Eine mögliche Fragmentierung kann jedoch auch durch eine Staffelung nuklearer Explosionen auf der Oberfläche vermieden werden. Aus diesen Gründen wird die Höhenexplosion nicht weiter analysiert.

### 5.3.2 Explosion auf der NEO-Oberfläche (Bodenexplosion)

Die bei der Kraterbildung diskutierten dimensionslosen Kennzahlen wurden ursprünglich aus äquivalenten Kennzahlen für Explosionskrater abgeleitet, z.B. [69]. Um die gefundenen Beziehungen für Kratereffizienz und entstehenden Impuls auf Explosionen anzuwenden, müssen die Projektilparameter durch entsprechende Explosionsparameter ersetzt werden. Im Wesentlichen wird dabei die kinetische Energie eines Projektils durch die bei einer Explosion freiwerdende Energie substituiert. Dieses Vorgehen ist nicht gänzlich korrekt, da bei einem Einschlag zusätzlich zur Energie ein Impuls in das Zielmaterial übertragen wird.

Beide Vorgänge, Einschlag und Explosion, rufen eine sehr große Energiedichte in Oberflächennähe hervor. Sobald diese Energie in das NEO-Material übertragen wird, verläuft die anschließende Aushebung des Kraters in beiden Vorgängen ähnlich [95]. Die Gleichungen (5.3) bis (5.5) werden dann

$$\pi_V = \frac{\rho_{NEO} V_{Krater}}{m_{Ladung}}, \quad (5.17)$$

$$\pi_2 = \frac{g}{1,61 e_{Ladung}} \left( \frac{m_{Ladung}}{\rho_{Ladung}} \right)^{1/3}, \text{ und} \quad (5.18)$$

$$\pi_3 = \frac{Y_{Zug}}{2 \rho_{Ladung} e_{Ladung}}. \quad (5.19)$$

Darin sind  $m_{Ladung}$  die Masse,  $\rho_{Ladung}$  die Dichte und  $e_{Ladung}$  [J/kg] die massenspezifische Energie der Bombe. Üblicherweise wird die beim Zünden einer Bombe freiwerdende Energie

als TNT-Äquivalent angegeben. Z.B. betrug die Energie der Hiroshimabombe 13 kt TNT. TNT (Trinitrotoluol) ist ein chemischer Sprengstoff mit  $\rho_{Ladung} = 1.640 \text{ kg/m}^3$  und  $e_{Ladung} = 4,19 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ .  $m_{Ladung}$  in obigen Gleichungen wird als TNT-äquivalente Masse angegeben. Abbildung 5.4 zeigt die bei der Zündung einer Fusionsbombe freiwerdende Energie als Funktion der Bombenmasse. Die Interpolation der Datenpunkte erfolgt mit Hilfe der Zahlenwertgleichung

$$m_{TNT} [kt] = 0,0617(m_{NE} [kg])^{1,44}. \quad (5.20)$$

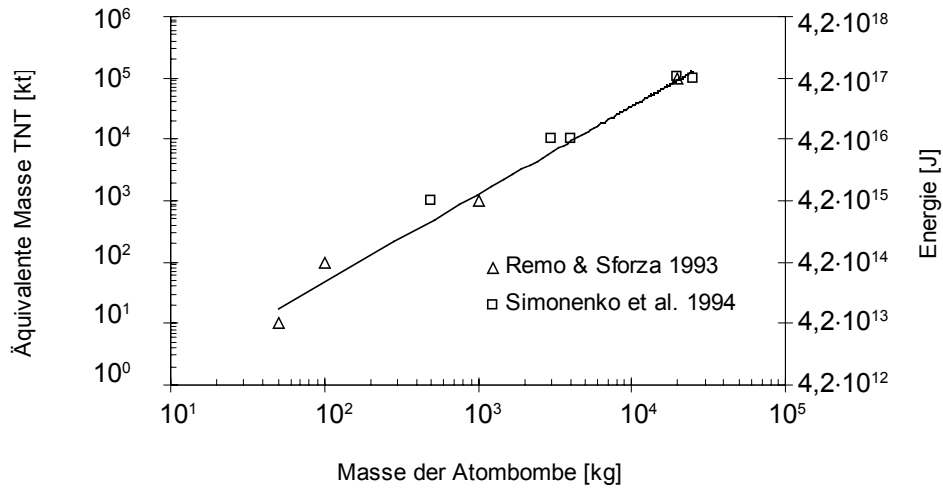


Abb. 5.4: Äquivalente Masse TNT [kt] und Energie von Kernfusionsbomben als Funktion der Atombombenmasse, nach [117, 129]. 1 kt TNT entspricht einer Energie von  $4,19 \cdot 10^{12} \text{ J}$ .

Das Einsetzen von  $\pi_2$  und  $\pi_3$  in (5.6) und eine anschließende Parameterstudie (mit  $10 \text{ kt TNT} \leq m_{Ladung} \leq 13 \text{ Mt TNT}$ ,  $0,1 \text{ km} \leq D_{NEO} \leq 10 \text{ km}$ ,  $10 \text{ kPa} \leq Y_{Zug} \leq 1 \text{ MPa}$ ) zeigen, dass der  $\pi_3$ -Term einen um 2 bis 3 Größenordnungen größeren Einfluss auf die Kratereffizienz besitzt als der  $\pi_2$ -Term. Folglich gilt weiterhin das Festigkeitsregime und die für den Projektilbeschuss gefundenen Beziehungen und Koeffizienten können verwendet werden.

Eine Bestätigung der Vorgehensweise wird in dem Vergleich zu Explosionsversuchen [62] mit chemischen Sprengstoffen an der Oberfläche verschiedener Materialien (Lehm/Ton und trockenes Alluvium) gefunden. In [62] wird für die Kratereffizienz im Festigkeitsregime die Beziehung

$$\pi_V = 0,174(Y_{Zug} / \rho_{NEO} / e_{Ladung})^{-0,472} \quad (5.21)$$

genannt. Mit Hilfe der Kennzahldefinitionen und den in [62] angegebenen Ladungs- und Materialdichten werden nach der Überführung in die Form  $\pi_V = K_1 \pi_3^{-3\alpha/(3-\alpha)}$  die Koeffizienten  $K_1 = 0,11 \dots 0,12$  und  $\alpha = 0,41$  gefunden (Tab. 5.3). Das für Aluvium und Lehm/Ton gefundene  $\alpha$  entspricht nahezu der unteren Grenze  $\alpha = 3/7$ . Alluvium ist ein Sediment, das z.B. in Flussbetten vorkommt und aus Sand, Erde und Geröll besteht. Da es sich in [62] um trockenes Alluvium handelt, liegt vermutlich eine hohe Porosität vor, einhergehend mit einem geringen  $\alpha$ . Die gefundene Kratereffizienz ist etwas geringer als die für trockene Erde (Tab. 5.2), die Größenordnung ist jedoch gleich.

Material	$K_1$	$\alpha$	Y [MPa]	$\rho_{\text{NEO}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	Referenz
Alluvium	0,11..0,12	0,41	0,017	1600	[62]
Lehm/Ton	0,11..0,12	0,41	0,011	1530	[62]

Tab. 5.3: Aus Experimenten mit Oberflächen-Explosionen bestimmte Materialdaten. (Fortsetzung von Tab. 5.2)

Für den Impuls in Folge einer Oberflächenexplosion folgt aus (5.17) und (5.19) entsprechend dem Vorgehen in Kapitel 5.2

$$I_{\text{Explosion, Oberfl.}} = \eta_{\text{Typ}} \pi_V m_{\text{Ladung}} \sin \psi \left( v_{\text{Flucht}} + \sqrt{\frac{Y_{\text{Zug}}}{\beta^2 \rho_{\text{NEO}}}} \right) e^{-\beta \sqrt{\frac{\rho_{\text{NEO}}}{Y_{\text{Zug}}}} v_{\text{Flucht}}} \quad (5.22)$$

Bei Atombomben wird die Energie nicht so effizient in das NEO-Material übertragen wie bei chemischen Sprengstoffen, die z.B. weniger thermische Strahlung freisetzen. Deshalb wird für Atombomben ein Korrekturfaktor eingeführt, um zu chemischen Sprengungen zu korrelieren. Dieser Faktor  $\eta_{\text{Typ}}$  ist für chemische Sprengstoffe 1. Für Atombomben wird  $\eta_{\text{Typ}} = 0,7$  angenommen, gemäß den bekannten Effizienzangaben, die von 0,625 [2] bis 0,77 [126] reichen.

Das Vorgehen zur Bestimmung des Impulses wird noch anhand einer Diskussion im folgenden Kapitel bestätigt. Dort wird mit Hilfe von (5.22) der Impuls für eine Explosion auf der Oberfläche eines Granit- bzw. Eisobjektes bestimmt. Die dabei gefundenen Werte entsprechen mit guter Näherung dem extrapolierten Verhalten numerisch bestimmter Impulse für Untergrundexplosionen.

Somit können ausgehend von einem zur NEO-Bahnbeeinflussung erforderlichen Impuls die notwendige Menge an Sprengstoff und die Bombenmasse (Abb. 5.4) abgeschätzt werden. Diese Masse muss den Anforderungen der vorhandenen Nutzlastkapazität des Satelliten genügen (Abb. 5.1). Die Oberflächenexplosion setzt nicht notwendigerweise eine sanfte Landung auf dem NEO voraus. Ein Aufsetzen mit moderater Geschwindigkeit erscheint ausreichend. Diverse Sensoren an der Außenwand des Satelliten könnten den Kontakt mit der Oberfläche feststellen und die Zündung der Bombe einleiten.

### 5.3.3 Explosion im NEO-Untergrund (Tiefenexplosion)

Bei Explosionen unmittelbar über der Oberfläche werden nur etwa 0,2 bis 1,8 % der Energie auf den NEO übertragen [2]. Wird der Sprengsatz jedoch im Untergrund gezündet, lässt sich die Effizienz erheblich steigern. Dadurch kann entweder die benötigte Sprengstoffmenge reduziert oder mit gleicher Sprengstoffmenge ein größerer Impuls übertragen werden. Nachteilig ist der zusätzliche Aufwand, der für das Eindringen in den NEO notwendig ist. Das Bohren und anschließende Einbringen des Sprengsatzes in das Bohrloch erfordert einen sehr großen Geräteaufwand und ist durch die Arbeitsschritte Landen, Verankern, Bohren und Absenken äußerst komplex. Der Einschuss des Sprengsatzes in den NEO durch ein Projektil erscheint weniger kompliziert, obgleich die extremen Beschleunigungen beim Eindringen in die NEO-Oberfläche ein Problem darstellen.

Aus Experimenten ist bekannt, dass die Eindringtiefe  $L$  zylindrischer Projektilen proportional zur Projektilgeschwindigkeit ist. Für sehr hohe Geschwindigkeiten wird jedoch eine Grenze

in der Eindringtiefe erreicht, bedingt durch die hydrodynamische Wechselwirkung zwischen Projektil und NEO-Material [135]. Die maximale Eindringtiefe  $L_{max}$  ist [95]

$$L_{max} = L_{Projektil} \sqrt{\frac{\rho_{Projektil}}{\rho_{NEO}}} . \quad (5.23)$$

Demnach sind nur Länge  $L_{Projektil}$  und Dichte  $\rho_{Projektil}$  des zylindrischen Projektils für die maximale Eindringtiefe in eine bestimmte NEO-Oberfläche ausschlaggebend. Die Geschwindigkeit des Projektils tritt nicht explizit auf, ist jedoch maßgebend für das Erreichen dieser Tiefe. Eine sehr tiefe Explosion ist jedoch nicht immer gleichbedeutend mit einer hohen Kratereffizienz. Die Kratergröße nimmt zwar mit zunehmender Explosionstiefe zu, aber nur bis für eine optimale Tiefe ein Maximum erreicht wird. Danach nimmt die Kratergröße wieder ab und wird schließlich Null [50]. Dieses Verhalten kann mit dem Verlauf der Bruchzone erklärt werden, die sphärisch vom Explosionsgebiet ausgehend zunächst mit zunehmender Explosionstiefe größer wird, wobei die Energie der Stoßwelle ausreicht, um das gesamte Bruchmaterial gegen die Schwerkraft auszuheben. Findet die Explosion in einer größeren Tiefe als der optimalen Tiefe statt, so kann das Material nicht mehr vollständig ausgehoben werden. In noch größeren Tiefen erreicht schließlich die sphärische Bruchzone nicht mehr die Oberfläche des NEOs und es kann kein Material ausgeworfen werden. Die Kratergröße ist Null.

Der Einfluss der Explosionstiefe auf den Impuls des ausgeworfenen Materials wurde in [126] numerisch anhand von verschiedenen Materialien untersucht. Die Ergebnisse zeigen eine annähernd lineare Beziehung zwischen Impuls und Explosionstiefe bis zum Erreichen der optimalen Tiefe, so dass näherungsweise gilt

$$\frac{I_{Explosion,Tiefe}}{m_{TNT}} = a + b \frac{L}{m_{TNT}^{1/3}} . \quad (5.24)$$

Mit Gleichung (5.22) werden für die nukleare Oberflächenexplosion ( $L = 0$ ,  $m_{TNT} = 1$  kt TNT) auf Granit (mit  $D_{NEO} = 500$  m,  $\rho_{NEO} = 2650$  kg/m<sup>3</sup>,  $Y_{Zug} = 10^7$  Pa,  $v_{Flucht} = 0,26$  m/s,  $\beta = 2$ ,  $\alpha = 3/4$ )  $I = a = 2 \cdot 10^9$  Ns/kt und auf Schnee (mit  $D_{NEO} = 500$  m,  $\rho_{NEO} = 500$  kg/m<sup>3</sup>,  $Y_{Zug} = 10^3$  Pa,  $v_{Flucht} = 0,13$  m/s,  $\beta = 3$ ,  $\alpha = 3/7$ )  $I = a = 8,4 \cdot 10^7$  Ns/kt bestimmt. Die Koeffizienten  $b$  werden aus [126] mit  $b = 8 \cdot 10^7$  Ns/m/kt<sup>2/3</sup> für Granit und mit  $b = 1,25 \cdot 10^8$  Ns/m/kt<sup>2/3</sup> für Schnee bestimmt. Der Verlauf beider Geraden im Bereich  $0 \leq L \leq L_{optimal}$  entspricht in guter Näherung den numerischen Ergebnissen aus [126] und impliziert die Richtigkeit der oben gefundenen Gleichung für den Impuls. Die numerischen Ergebnisse für tiefere Explosionen können also in den Bereich der Bodenexplosion extrapoliert werden.

#### 5.3.4 Schlussfolgerungen

Die Anwendung von Höhenexplosionen wurde bereits in Kapitel 5.3.1 verworfen. Um zu beurteilen, ob eine Oberflächen- oder Tiefenexplosion anzuwenden ist, müssen die mit einer bestimmten Nutzlastmasse erreichbaren Impulse miteinander verglichen werden. Das Einsetzen von (5.20) und (5.23) in obige Gleichung liefert

$$I_{\text{Explosion,Tiefe}} = a \, 0,0617 m_{NE}^{1,44} + b L_{\text{Projektil}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{Projektil}}}{\rho_{NEO}}} 0,156 m_{NE}^{0,96}. \quad (5.25)$$

Für die Tiefenexplosion setzt sich die Nutzlastmasse aus Atombombenmasse  $m_{NE}$  und Projektilmasse  $m_{\text{Projektil}} = 2\pi r^2 L_{\text{Projektil}} \rho_{\text{Projektil}}$  zusammen. Aufgrund des komplexen Aufbaus von Kernspaltungs- und Fusionsbomben kann der Bombendurchmesser  $2r$  nicht endlos minimiert werden. Z.B. betrug der Durchmesser der Nutzlastverkleidung der russischen Interkontinentalrakete Titan 2 für eine Sprengenergie von 4,5 Mt TNT ca. 2,44 m und für 9 Mt TNT ca. 3,05 m. Für die nachfolgende Betrachtung werden ein Mindestdurchmesser von  $2r = 0,1$  m sowie die Verwendung von Kupfer als Projektilmaterial angenommen. Es wird numerisch nach einem maximalen Impuls  $I_{\text{Explosion,Tiefe}}$  für verschiedene Nutzlastmassen  $1 \text{ kg} \leq m_{\text{Nutzlast}} \leq 1.000 \text{ kg}$  gesucht und dabei die Verteilung der Nutzlastmasse auf Bomben- und Projektilmasse variiert. Als Ergebnis beträgt die Projektilmasse für Granit immer Null. Demnach tragen Tiefenexplosionen bei gegebener Nutzlastmasse nicht zur Erhöhung des Impulses bei. Die Abschätzung des zusätzlichen Aufwands für Bohrungen etc. ist aus diesem Grund hinfällig. Für das Kometenanalogue entfällt aufgrund der sehr geringen Dichten für Nutzlastmassen  $>40 \text{ kg}$  ein kleiner Massenanteil auf das Projektil, der mit steigender Nutzlastmasse größer wird (ca. 15%). Die für eine Zerstörung eines Kometen benötigte Energiemenge ist jedoch so groß ( $> 100 \text{ kt TNT}$ ), dass der Bombendurchmesser auf 1 m korrigiert werden muss. Dadurch wird der Anteil der Projektilmasse im gesamten Nutzlastbereich erneut Null. Eine Tiefenexplosion durch Projektilbeschuss bringt also weder für die Bahnbeeinflussung noch für die Zerstörung Vorteile gegenüber der Bodenexplosion.

Abschließend wird das Antriebsvermögen von Atombomben für Bodenexplosionen auf Asteroiden betrachtet. Der entstehende Impuls wird mit (5.22) bestimmt, für  $100 \text{ m} \leq D_{NEA} \leq 1.000 \text{ m}$ , eine mittlere Dichte von  $2.000 \text{ kg/m}^3$  und  $\beta = 2$ . Die kritische Energiedichte für die Bahnbeeinflussung beträgt ca.  $100 \text{ J pro kg NEA-Masse}$  (s. Kap. 4.2). Wird durch die Explosion eine größere Energiemenge auf das Objekt übertragen, so kann es auseinanderbrechen. Die resultierende kritische TNT-äquivalente Ladung  $0,025 \text{ kt TNT} \leq m_{\text{Ladung}} \leq 25 \text{ kt TNT}$  besitzt eine Atombombenmasse  $< 100 \text{ kg}$  (s. Abb. 5.4). Ein vergleichbarer Impuls durch chemische Sprengstoffe wäre aufgrund der hohen Nutzlastmasse ( $> 25 \text{ t}$ ) nicht mit einer einzigen Sonde durchführbar.

Als weiteres Ergebnis ist das maximale NEA-Antriebsvermögen unter Berücksichtigung der kritischen Ladung unabhängig von der Objektgröße im untersuchten Bereich  $D_{NEA} < 1 \text{ km}$ . Für  $\alpha_{\min} = 0,43$  ist  $\Delta v_{\max} = 1,58 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ , für  $\alpha = 0,6$  ist  $\Delta v_{\max} = 1,68 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$  und für  $\alpha_{\max} = 0,75$  ist  $\Delta v_{\max} = 1,81 \cdot 10^{-1} \text{ m/s}$  (s. Abb. 5.5). Demnach ist die Abhängigkeit von dem Materialparameter  $\alpha$  erheblich und unterstreicht somit die Notwendigkeit von Vorerkundungsmissionen. In den Ergebnissen zum Missionsdesign erfolgt eine entsprechende Differenzierung nach diesem Parameter (Kap. 6.7 und Anhang B).

Auch für Kometen ist das Antriebsvermögen in Abbildung 5.5 dargestellt. Solange keine experimentellen Ergebnisse vorliegen, muss von einem minimalen Koeffizienten  $\alpha = 0,43$  ausgegangen werden. Dann können Kometen mit  $D_{NEC} < 2 \text{ km}$  um maximal  $0,2 \text{ mm/s}$  beeinflusst werden. Dieses Antriebsvermögen ist deutlich geringer als die mögliche Geschwindigkeitsänderung (ca.  $10 \dots 100 \text{ mm/s}$ ) eines aktiven Kometen infolge veränderlicher nicht-

gravitativer Parameter pro Sonnenumlauf (s. Tab. 3.1). Da die Änderung dieser Parameter nicht vorhergesagt werden kann, ist eine ausreichende Bahnbeeinflussung mit dem verfügbaren Antriebsvermögen nicht möglich. Aus diesem Grund erfolgte eine Untersuchung der Atombomben zur Zerstörung von Kometen (Kap. 4.2.1).

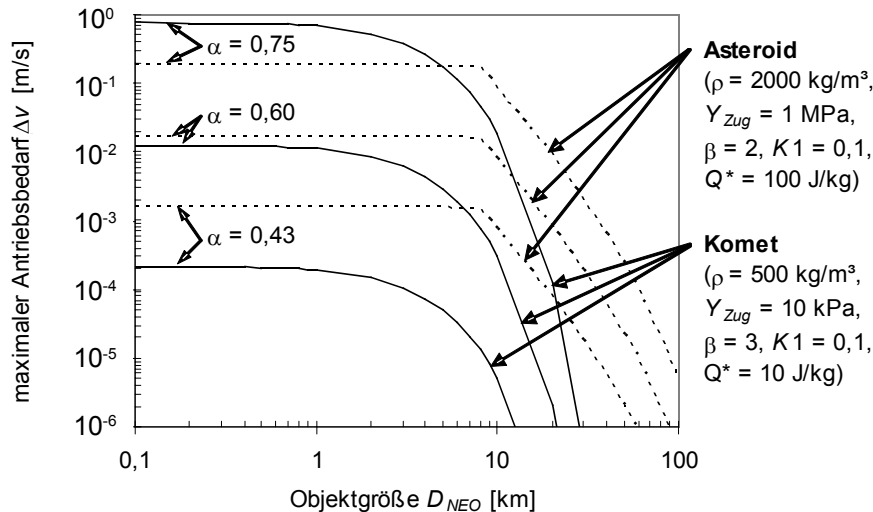


Abb. 5.5: Maximales Antriebsvermögen einer Atombombe mit einer maximalen Bombenmasse von 5 t als Funktion der Objektgröße und in Abhängigkeit weiterer Objektparameter.

Im Hinblick auf die Beeinflussung größerer Asteroiden als in der Modellpopulation vertreten, sind in Abbildung 5.5 Objektgrößen bis 100 km dargestellt. Ab einer Größe von ca. 8 km wird die kritische Energiemenge für eine Objektzerstörung größer als die durch die maximale Atombombenmasse von 5 t (entspricht 13 Mt TNT) übertragene Energie und das Antriebsvermögen nimmt drastisch ab. Schlussfolgerungen zur Beeinflussbarkeit derartig großer Objekte werden im Ausblick (Kap. 7) getroffen.

## 5.4 Antriebssysteme

Die Bahnen erdnahe Objekte können durch den Einsatz von RF-Antrieben beeinflusst werden, wenn eine entsprechende Kraftübertragung auf das Objekt gewährleistet ist. Dazu wurde bisher die Verankerung des Antriebssystems in der NEO-Oberfläche vorgeschlagen [96, 125], die jedoch erhebliche Probleme aufgrund ungewisser Objekteigenschaften sowie des NEO-Rotationszustandes birgt. Diese Probleme werden im Folgenden analysiert. Dazu werden zunächst diverse Antriebstechnologien diskutiert und ihre Einsatzgrenzen bestimmt. Anschließend werden Möglichkeiten einer effektiven Kraftübertragung auf das rotierende Objekt untersucht.

### 5.4.1 Vergleich von Antriebstechnologien

Derzeit verfügbare oder in Entwicklung befindliche Antriebssysteme sind anhand von Kennzahlen in Tabelle 5.4 gegenübergestellt. Der wichtigste Parameter ist der spezifische Impuls  $I_{sp}$ , definiert als Quotient aus effektiver Geschwindigkeit des Gases beim Austritt aus der Triebwerksdüse und Erdbeschleunigung. Für derzeit verfügbare Triebwerke beträgt  $I_{sp} = 50 \text{ s}$  für Kaltgastriebwerke, 300 s für Feststofftriebwerke, 450 s für Flüssigkeitstrie-

werke und bis zu 3.500 s für elektrische Antriebe. Die Betrachtung von Kaltgas- und Feststofftriebwerken entfällt nachfolgend aufgrund ihrer geringen Effizienz. Für eine Beschreibung von Aufbau und Funktion der genannten Antriebe siehe z.B. [72, 120].

Außerdem wird das magnetoplasmadynamische Triebwerk „Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket“ (VASIMR) betrachtet, das für einen Testbetrieb im Jahr 2015 vorgesehen ist und am NASA Johnson Space Flight Centre entwickelt wird [26]. Rechts in Tabelle 5.4 ist das Solarsegel als Vertreter treibstoffloser Antriebe dargestellt. Solarsegel nutzen den solaren Strahlungsdruck auf großen reflektierenden Folien, um einen kontinuierlichen Schub zu erzeugen. Sie sind in Sonnennähe am effektivsten, da der Strahlungsdruck sich umgekehrt proportional zur quadratischen Sonnenentfernung verhält. Es wird zwar kein Treibstoff für Bahnmanöver benötigt, für die Lageregelung ist er aber erforderlich und wird durch das angegebene  $I_{sp}$  berücksichtigt. Die flächenspezifische Kraft ist für eine solare Entfernung von 2 AE angegeben, die der durchschnittlichen großen Halbachse der Modellasteroiden entspricht (s. Abb. 2.1).

	Chemisch (LO <sub>2</sub> , LH <sub>2</sub> )	Elektrisch (Ionen)	Magnetoplasma- dynamisch		Solarsegel
$I_{sp}$ [s]	450	3.000	30.000	$I_{sp}$ [s]	10.000.000
$m_{TW}/P_{TW}$ [kg/kW]	<sup>1)</sup>	20	10	$m/A$ [kg/m <sup>2</sup> ]	0,01
$F_{TW}/P_{TW}$ [N/kW]	<sup>1)</sup>	0,04	0,01	$F/A$ [N/m <sup>2</sup> ] <sup>2)</sup>	0,000002
$F_{TW}/m_{TW}$ [N/kg]	500	0,002	0,001	$F/m$ [N/kg]	0,0008
Referenz	[120]	[120]	[26, 72]	Referenz	[72, 145]

Tab. 5.4: Kennzahlen verschiedener Antriebstechniken. <sup>1)</sup> Der Leistungsbedarf chemischer TW ist sehr gering und wird vernachlässigt. <sup>2)</sup> Angabe für solare Entfernung von 2 AE.

Um die Antriebssysteme bezüglich ihres Impulsvermögens für die NEA-Beeinflussung miteinander zu vergleichen, müssen auch die antriebsspezifischen Subsysteme betrachtet werden. Das sind neben Energie- und Thermalsystem auch die Treibstoff- und Tankmasse. Für chemischen Antrieb und Solarsegel entstehen kaum zusätzliche Aufwendungen für Energie- und Thermalsystem, da ihr Leistungsbedarf sehr gering ist. Elektrische und magnetoplasmadynamische Triebwerke benötigen hingegen sehr viel Energie für die Schuberzeugung. Diese Leistung muss entweder durch solar-elektrische Anlagen (Photozellen oder Sonnenkollektoren, spezifische elektrische Leistung ca. 100 W/kg), durch Radioisotopenbatterien (ca. 10 W/kg) oder durch Kernreaktoren (ca. 200 W/kg) bereitgestellt werden [72, 112]. Radioisotopenbatterien besitzen nur einen eingeschränkten Leistungsbereich von maximal 10 kW. Der in Entwicklung befindliche Raumfahrtreaktor SNAP-400 (Fertigstellung ca. 2007) wird eine elektrische Leistung von 100 kW liefern mit einem Wirkungsgrad von 25% [112].

Für solar-elektrische Anlagen nimmt die generierte Leistung mit zunehmender Sonnenentfernung quadratisch ab. Nachteilig ist außerdem die durch Tag- und Nachtzyklen eingeschränkte Betriebszeit auf einem rotierenden Objekt. Daher erscheint der Einsatz eines kontinuierlich arbeitenden Kernreaktors als geeigneter und dient nachfolgend als Basis für die Systembetrachtungen. Um die überschüssige Wärme plus etwa 80% der elektrischen

Energie abzuführen, die letztendlich wieder in Form von Wärme frei wird, werden Radiatoren mit einer spezifischen Leistung von ca. 0,2 kg/kW eingesetzt.

Es wird die Gesamtmasse der antriebsrelevanten Systeme als Funktion des Impulses bestimmt. Dabei wird auch der Einfluss der Schubgröße für die niedrig-Schub-Antriebe untersucht. Die Masse des Triebwerks folgt aus dem Produkt von Schub und schubspezifischem Gewicht aus Tabelle 5.4. Für den chemischen Antrieb gilt eine konstante Triebwerksmasse  $m_{TW} = 140 \text{ kg}$  für  $F = 73.400 \text{ N}$  [120]. Weitere Satellitensysteme sowie die Befestigungsvorrichtung werden als antriebsunabhängig und somit als konstant angenommen. Die Masse des Kernreaktors folgt aus der elektrischen Leistung des Antriebs

$$m_{\text{Reaktor}} = \frac{F}{F_{TW}/P_{TW}} \cdot 5 \frac{\text{kg}}{\text{kW}} \quad (5.26)$$

und die Masse der Radiatoren aus der abzuführenden thermischen Leistung

$$m_{\text{Radiator}} = \frac{F}{F_{TW}/P_{TW}} \left( \frac{1}{0,25} + 0,8 \right) \cdot 0,2 \frac{\text{kg}}{\text{kW}}. \quad (5.27)$$

Aufgrund der hohen Objektmasse erfolgt die Bestimmung der Treibstoffmasse nicht aus der Raketengleichung sondern aus der Impulsbetrachtung. Die Tankmasse wird mit 10% der Treibstoffmasse angenommen [120], so dass folgt

$$m_{TT} = m_{\text{Treibstoff}} + m_{\text{Tank}} = \frac{I}{I_{sp} g_0} (1 + 0,1). \quad (5.28)$$

Abbildung 5.6 zeigt den Verlauf der Gesamtmasse der antriebsrelevanten Systeme über dem Impulsbedarf. Infolge der begrenzten Startmasse von Trägerraketen existiert eine obere Grenze für die Gesamtmasse von 12.000 kg (GTO) bzw. 25.000 kg (LEO). Es handelt sich dabei um ein Maximum, da auch Massen auf die weiteren Subsysteme sowie auf den Transferaufwand von LEO/GTO zur Asteroidenbahn entfallen. Außer für den chemischen Antrieb entstehen aufgrund der geringen Schübe hohe Betriebszeiten, um den Impulsbedarf zu erreichen. Bisher wurden mit elektrischen Antrieben Betriebszeiten von zwei Jahren erreicht (DS1-Mission). Eine Verlängerung auf zehn Jahre erscheint technologisch realisierbar. Das Diagramm zeigt deutlich, dass der Einsatz von kontinuierlichen Antrieben mit 10 N Schub an die Grenzen der Transportleistung von Trägerraketen stößt. Der gestaffelte Start von Satellitenkomponenten in den niedrigen Erdorbit und die anschließende Zusammensetzung sind zwar durchführbar, das Vorhaben der Internationalen Raumstation ISS zeigt jedoch wie langwierig und schwierig ein derartiger Prozess ist. Es wird angenommen, dass im Falle einer Asteroidenbedrohung nur Methoden mit großer Erfolgswahrscheinlichkeit ausgewählt werden, die schnell realisierbar sind. Nachfolgend werden deshalb nur die Antriebssysteme mit 1 N Schub bzw. der chemische Antrieb weiterverfolgt.

Aus Abbildung 5.6 folgt, dass chemische Antriebe aufgrund ihrer geringen Systemmassen am besten für einen Impulsbedarf  $< 5 \cdot 10^6 \text{ Ns}$  geeignet sind. Für  $5 \cdot 10^6 \text{ Ns} \leq I \leq 6 \cdot 10^7 \text{ Ns}$  besitzt der elektrische Antrieb die geringste Systemmasse und für  $6 \cdot 10^7 \text{ Ns} \leq I \leq 5 \cdot 10^8 \text{ Ns}$  der magnetoplasmadynamische Antrieb. Unter der Annahme eines konstanten Schubs (1N)



betragen die impulsbedingten Betriebsdauern  $0,16 \text{ a} \leq t_{\text{Betrieb}} \leq 1,9 \text{ a}$  und  $1,9 \text{ a} \leq t_{\text{Betrieb}} \leq 15,6 \text{ a}$ , respektive. Für größere Impulse besitzt zwar das Solarsegel die geringste Masse, die kritische Betriebsdauer von 10 Jahren wird jedoch überschritten.

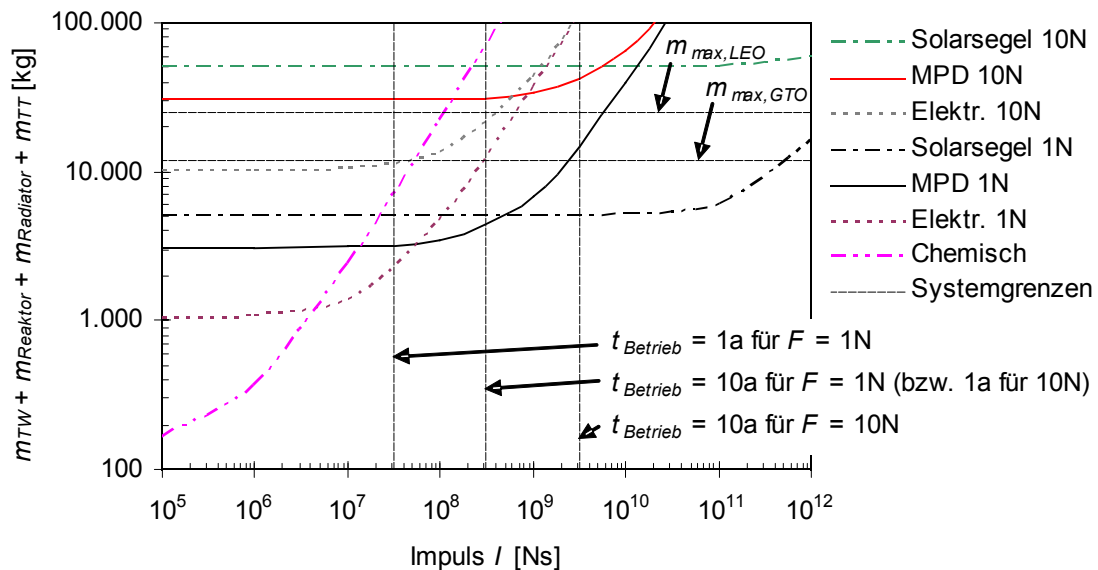


Abb. 5.6: Summe der System- und Treibstoffmassen für verschiedene Antriebe als Funktion des Impulsbedarfs. Die eingezeichneten Systemgrenzen folgen aus der Nutzlastkapazität der Träger-raketen (maximale Masse in LEO bzw. GTO) sowie der Betriebszeit der Antriebssysteme. Die Zeitgrenzen gelten nicht für den chemischen Antrieb.

Ein weiterer Grund gegen den Einsatz von Solarsegeln resultiert aus der notwendigen Segelgröße. Für einen kontinuierlichen Schub von 1 N in 2 AE solarer Entfernung ist eine Segelfläche von  $0,5 \text{ km}^2$  erforderlich. Das entspricht dem fünfzigfachen Ausmaß der Internationalen Raumstation und stellt enorme Anforderungen an die Entfaltung im Orbit sowie die Steuerung des großen und flexiblen Segels dar. Obwohl Sonnensegel kein realistisches Mittel zur Bahnbeeinflussung darstellen, können sie jedoch von besonderer Bedeutung für die Erkundung erdnaher Objekte durch kleine Sonden sein, z.B. [100].

Eine andere treibstofflose Antriebstechnologie ist das Magnetsegel (engl. „Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion“, M2P2). Dabei wird mit einer elektromagnetischen Spule ein magnetisches Feld erzeugt, in das Plasma injiziert wird. Das Feld wird dadurch größer und tritt in Wechselwirkung mit dem Sonnenwind. Der resultierende Druck auf das Magnetsegel in 1 AE Entfernung beträgt etwa  $2 \cdot 10^{-9} \text{ N/m}^2$  [145]. Die aufgrund des geringen Drucks notwendige größere Segelfläche ist theoretisch möglich, da hier keine mechanische Struktur aufgespannt werden muss. Das Magnetsegel (wie auch das Solarsegel) besitzt jedoch den Nachteil, dass der Schub vorzugsweise in radialer Richtung wirkt. Durch eine Neigung des Segels entsteht eventuell eine Auftriebskraft, die tangential zur Bahn wirkt. Dieses Verhalten ist jedoch umstritten und würde außerdem erhebliche Plasmaverluste und somit einen verminderten spezifischen Impuls bedeuten [28]. Aus diesen Gründen erscheint der Einsatz eines Magnetsegels zur NEO-Bahnbeeinflussung zum derzeitigen Entwicklungsstand als nicht geeignet.

Eine Antriebstechnologie, die in-situ Ressourcen nutzt, ist das Massenkatapult (engl. „mass driver“). Es besteht aus vielen Ringspulen, die ein Rohr formen. In diesem Rohr wird durch ein magnetisches Wanderfeld ein Transportbehälter beschleunigt, der Asteroidengestein beinhaltet. Die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Rohr ist äquivalent zu der chemischer Antriebe (maximal 4.500 m/s). Der materielle und energetische Aufwand für den Betrieb ist jedoch erheblich größer, da Oberflächenmaterial in entsprechend kleine Gesteinsbrocken zerteilt und diese Brocken dem Katapult zugeführt werden müssen. Aufgrund der hohen Systemkomplexität ist ein bemannter Betrieb erforderlich [47]. Der Transport einer Crew, lebenserhaltender Einrichtungen sowie der Fördertechnik und dem Katapult zu einem Asteroiden, sowie der Betrieb erscheinen als sehr riskant und im Hinblick auf die Effizienz des Katapults als nicht sinnvoll. Das Massenkatapult wird deshalb nicht weitergehend betrachtet.

#### 5.4.2 Kraftübertragung auf das rotierende Objekt

Wie in Kapitel 2.2.5 gezeigt, rotieren 100 bis 1.000 m große Asteroiden mit Drehraten von 0,1 bis 10 Umdrehungen pro Tag. Bei schnell drehenden Objekten erfolgt die Rotation häufig um die Hauptträgheitsachse, während bei langsam rotierenden Objekten häufig eine Taumelbewegung beobachtet wird. Für die folgende Betrachtung wird vereinfachend von kugelförmigen Objekten mit homogener Dichteverteilung ausgegangen, so dass für das Trägheitsmoment gilt

$$J_{Kugel} = \frac{\pi}{60} \rho_{NEA} D_{NEA}^5. \quad (5.29)$$

Um den Schub des Antriebs effektiv auf den NEA zu übertragen, muss in den meisten Fällen die Kraftlinie nahezu parallel zum Geschwindigkeitsvektor durch den Objektschwerpunkt verlaufen (s. Kap. 4.1.4 und Anhang B). Dem steht eine nicht-parallel zum Geschwindigkeitsvektor verlaufende Hauptrotationsachse gegenüber, die andernfalls einen kontinuierlichen Betrieb an einem der Pole ermöglichen würde. Die erste Möglichkeit besteht also in der Befestigung des Antriebssystems an einem geeigneten Punkt auf der Oberfläche, der durch die Rotationsbewegung wiederkehrend die effektive Kraftlinie schneidet. Der Betrieb erfolgt impulsartig zu diesem Zeitpunkt, so dass die Gesamtdauer der Bahnbeeinflussung sehr lang wird. Dennoch erscheint diese Variante als geeignet für chemische Triebwerke, die innerhalb von Minuten den gesamten Treibstoff umsetzen.

Für niedrig-Schub Antriebe kann einerseits eine Abbremsung der NEA-Rotation oder eine Drehung der Rotationsachse in die Richtung des Geschwindigkeitsvektors erfolgen. Die Abbremsung ist allerdings umstritten [122], da sich der Spannungszustand im Objektinneren infolge der Abnahme der Fliehkräfte ändert und eine Bewegung loser Gesteinsbrocken bewirkt, die zur Beschädigung des Antriebssystems führen kann. Im Falle eines monolithischen Objekts stellt die Abbremsung zwar keine Gefahr dar, eine genaue Kenntnis über den inneren Zustand liegt jedoch unter Umständen nicht vor, so dass die Anwendung von weniger objektspezifischen Methoden vorzuziehen ist. Die Drehung der Rotationsachse kann durch die Befestigung des Antriebssystems an einem der Pole erfolgen. Die Schubrichtung sollte senkrecht zur Rotationsachse stehen und um diese Achse drehbar sein. Der

Schub greift dann in einer dem Objektradius entsprechenden Länge vom Schwerpunkt an, so dass ein Drehmoment  $U = F \cdot R_{NEO}$  wirkt. Ausgehend von dem Drehimpulssatz

$$\vec{U} = \frac{d\vec{L}}{dt} = J_{Kugel} \frac{d\vec{\omega}}{dt}, \quad (5.30)$$

gilt für die Drehung der Rotationsachse um den Winkel  $\tau$  [rad] näherungsweise

$$\tau = \frac{\Delta L}{L} = \frac{U \Delta t}{J_{Kugel} \omega} = \frac{R_{NEO}}{J_{Kugel} \omega} I_{Drehung}. \quad (5.31)$$

$I_{Drehung}$  bezeichnet den für die Drehung notwendigen Impulsbedarf. Ist die Drehung abgeschlossen, so muss der Schubvektor entlang der Rotationsachse ausgerichtet und ein zusätzlicher Impuls für die Bahnbeeinflussung aufgebracht werden

$$I_{Bahnänderung} = m_{NEO} \Delta v. \quad (5.32)$$

Die kontinuierliche Nachführung der Rotationsachse um eine Umdrehung pro Sonnenumlauf während der Beeinflussungsdauer wurde bisher nicht berücksichtigt. Sie kann durch eine Neigung der Schubrichtung aus der Bahnebene erfolgen. Hier entsteht ein weiterer Nachteil für die bereits ausgeschlossenen Solar- und Magnetsegel. Auf die Segel wirkt unabhängig von deren Neigung immer eine Kraft in radialer Richtung, die ein senkrecht zur Bahnebene stehendes Drehmoment hervorruft. Dadurch ist die Änderung des Drehimpulsvektors ebenfalls senkrecht zur Bahn gerichtet und bewirkt eine Rotation des NEOs um die radiale Achse, so dass die Ausrichtung der Hauptrotationsachse entlang des Bahngeschwindigkeitsvektors gestört wird.

Für die übrigen kontinuierlichen Antriebe (Ionen- und Plasma-TW) wird aus (5.31) derjenige maximale NEO-Durchmesser bestimmt, für den noch eine kontinuierliche Nachführung der Rotationsachse möglich ist

$$D_{NEO,max} = \left( \frac{30 F \sqrt{a^3 / \mu_{Sun}}}{\pi \rho \omega} \right)^{0,25}. \quad (5.33)$$

Abbildung 5.7 zeigt  $D_{NEO,max}$  als Funktion der großen Halbachse der Bahn und der Drehrate des Objekts. Im Falle der Beeinflussung eines Asteroiden mit  $D = D_{NEO,max}$  wird der gesamte Schub für die Drehmomenterzeugung benötigt und keine Bahnbeeinflussung erzielt. Offensichtlich ist für Objekte mit  $D_{NEO} > 400$  m keine Drehachsennachführung und somit auch keine Bahnbeeinflussung durch befestigte Antriebe möglich.

Das begrenzte Einsatzgebiet für kontinuierliche Antriebe könnte eventuell durch eine kontaktlose Kraftübertragung (Gravitationskopplung) vergrößert werden, indem der Impulsbedarf zur Drehung und Nachführung der NEO-Rotationsachse entfällt. Außerdem wird damit eine mitunter schwierige Befestigung des Antriebssystems auf der Asteroidenoberfläche vermieden. Diese futuristisch klingende Methode wurde erstmals auf der „AIAA Planetary Defense Conference“ diskutiert [88] und soll nachfolgend kurz analysiert werden.

Bei der Gravitationskopplung wird ein möglichst schweres Raumfahrzeug in die unmittelbare Nähe des zu beeinflussenden NEOs manövriert und nimmt einen konstanten Abstand zu dessen Schwerpunkt ein, so dass die Gravitationskraft parallel zum Geschwindigkeitsvektor beider Objekte wirkt. Das Raumfahrzeug kann also vor oder hinter dem NEO entlang seiner Bahn positioniert werden. Durch einen konstanten Schub in die der Gravitationskraft entgegengesetzten Richtung ist die Summe der Bahnstörungen auf das RF Null. Umgekehrt erfährt der NEO eine konstante Beschleunigung in Richtung des RF

$$a_{NEO} = \frac{Gm_{RF}}{r^2}. \quad (5.34)$$

Darin bezeichnet  $r$  den Abstand zwischen den Schwerzentren von RF und NEO. Eine Abweichung der NEO-Form von der Kugelgestalt wird durch einen Mindestabstand  $r = 2 \cdot R_{NEO}$  berücksichtigt. Für Objekte mit größeren Achsenverhältnissen muss der Abstand vergrößert werden. Die zur Änderung der NEO-Bahn erforderliche Betriebszeit wird aus der Substitution des übertragenen Impulses  $I = F_{Gravitation} \cdot t$  in (5.32) bestimmt

$$t_{Betrieb} = \frac{R_{NEO}^2 \Delta v}{Gm_{RF}} \left( \frac{r}{R_{NEO}} \right)^2 \text{ mit } r/R_{NEO} = 2. \quad (5.35)$$

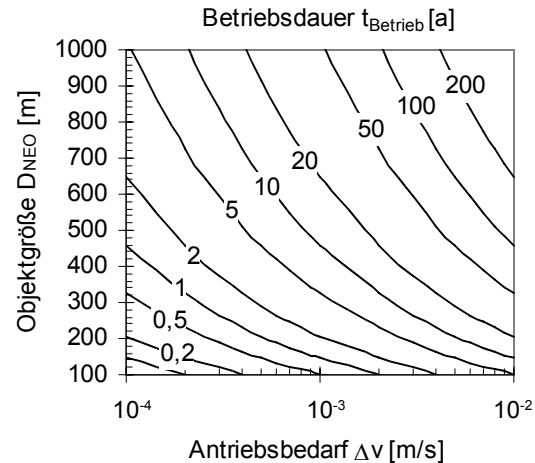
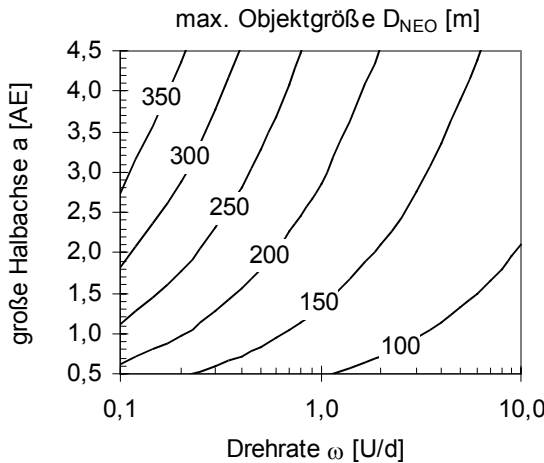


Abb. 5.7: Maximaler NEO-Durchmesser, für den eine Nachführung der Rotationsachse mit  $F = 1 \text{ N}$  möglich ist, als Funktion der großen Halbachse  $a$  und der Drehrate  $\omega$ .

Abb. 5.8: Betriebsdauer für die Gravitationskopplung als Funktion von NEO-Durchmesser  $D_{NEO}$  und Antriebsbedarf  $\Delta v$  für  $r/R_{NEO} = 2$ ,  $m_{RF} = 10 \text{ t}$  und  $\rho_{NEO} = 2.000 \text{ kg/m}^3$ .

Die Betriebszeiten zum Erreichen des NEO-Antriebsbedarfs sind in Abbildung 5.8 in Abhängigkeit von der Objektgröße dargestellt. Wird eine maximale Betriebsdauer von 10 Jahren zugrunde gelegt, so können diejenigen Modellasteroiden durch gravitationsgekoppelte kontinuierliche Antriebe beeinflusst werden, die sich links von der Isolinie  $t_{Betrieb} = 10 \text{ a}$  befinden. Für größere Objekte bzw. größere Antriebsbedarfe sind längere Betriebsdauern erforderlich. Hier kann die Betriebsdauer jedoch durch den Einsatz und die Kopplung mehrerer RF zu einem großen verkürzt werden, da  $t_{Betrieb}$  sich umgekehrt proportional zur RF-Masse verhält.

Das RF verfügt über schwenkbare Düsen, um den Abgasstrahl seitlich am NEO vorbeizuführen, da andernfalls die wirkende Kraft durch den Impuls des Treibstoffs auf die NEO-Oberfläche verringert wird. Es sind mehrere Düsen erforderlich, um die entstehenden nicht-tangentialen Kraftkomponenten gegenseitig auszugleichen. Für eine Neigung von  $45^\circ$  beträgt der tangentielle Schub 70% des Gesamtschubes und entspricht somit selbst den Anforderungen sehr großer Objekte ( $F_{\text{Gravitation}} = 0,7 \text{ N}$  für  $D_{\text{NEO}} = 1 \text{ km}$ ,  $\rho_{\text{NEO}} = 2.000 \text{ kg/m}^3$  und  $m_{\text{RF}} = 10 \text{ t}$ ).

### 5.4.3 Schlussfolgerung

Abschließend wird festgestellt, dass der impulsive Betrieb gelandeter chemischer Antriebe prinzipiell möglich ist, die Gravitationskopplung kontinuierlicher Ionen- oder Plasmaantriebe jedoch ein größeres Einsatzgebiet ermöglicht und etwaige Schwierigkeiten bei der Befestigung des Triebwerks auf dem NEO vermeidet. Weitere Antriebssysteme wie Solarsegel, Magnetsegel oder Massenkatapult sind für die NEO-Bahnbeeinflussung ungeeignet.

In einer zehnjährigen Betriebsdauer eines kontinuierlichen Triebwerks wird im Falle eines Asteroiden mit  $D_{\text{NEO}} = 1.000 \text{ m}$  ein maximaler Impuls von  $2 \cdot 10^8 \text{ Ns}$  auf das Objekt übertragen. Dieser Impuls entspricht in der Größenordnung dem eines Projektilbeschusses, der aufgrund seiner geringen Komplexität als geeigneter für die Bahnbeeinflussung gefährlicher Asteroiden erscheint. Selbst der zusätzliche Aufwand für einen gestaffelten Projektilbeschuss zur Vermeidung einer Objektzerstörung ist gering im Vergleich zu den Anforderungen eines zehnjährigen Satellitenbetriebes in der unmittelbaren Nähe eines unförmigen rotierenden Objektes. Außerdem erfordert der Projektilbeschuss keine Rendezvousbahn und kann somit auch auf schwer oder gar nicht durch einen Rendezvoustransfer erreichbare Objekte angewandt werden. Im Missionsentwurf (Kap. 6) erfolgt deshalb keine Betrachtung von Antriebssystemen zur NEO-Bahnbeeinflussung.

## 5.5 Sonnenspiegel

Bei dieser Methode wird ein Raumfahrzeug in die Nähe des zu beeinflussenden NEOs manövriert und nimmt eine feste Position bezüglich Sonne und NEO ein. Ein optisches System wird in Form eines Refraktors oder Reflektors entfaltet, um konzentriertes Sonnenlicht in einen Brennfleck auf der NEO-Oberfläche zu fokussieren. Infolge der NEO-Rotation bewegt sich die Oberfläche unter dem Brennfleck, so dass die Verweildauer begrenzt ist. In Abhängigkeit von der Leistungsdichte wird im Falle von Asteroiden Oberflächenmaterial aufgeschmolzen und schließlich verdampft, bzw. bei Kometen sublimiert. Nachfolgend wird allgemein von einer Sublimation gesprochen. Durch den abströmenden Dampf und mitgerissenen Staub wird ein Impuls auf den NEO übertragen, der bei entsprechender Betriebsdauer des Spiegelsystems zur geforderten Bahnbeeinflussung genügt.

Die bisherige Betrachtung zum Sonnenspiegel sah lediglich eine analytische Abschätzung zum Verdampfungsprozess und dem entstehenden Impuls vor, jedoch ohne Berücksichtigung von Spiegelgeometrie und Lebensdauer [96]. Hier soll eine detailliertere und systemkritische Betrachtung erfolgen. Dazu wird zunächst die für ein Einsetzen der Verdampfung notwendige Leistungsdichte aus einer eindimensionalen thermischen Model-

lierung bestimmt. Danach werden geometrische Größen, z.B. Brennweite und Spiegelgröße, und konstruktive Details des Sonnenspiegels diskutiert, die bereits Schlüsse auf den Einsatzbereich zu lassen. Schließlich erfolgt eine Modellierung des Strömungsfeldes des Gasjets, um Rückschlüsse auf die Lebens- bzw. Betriebsdauer des Spiegelsystems zu ziehen, die letztendlich über die Durchführbarkeit einer Bahnbeeinflussung entscheidet.

### 5.5.1 Modellierung des Verdampfungsprozesses

Die Energiebilanz im Brennfleck wird als eindimensionales Problem abstrahiert, auf welches die Fouriersche Differentialgleichung für den instationären Wärmetransport angewandt wird. Die eingebrachte Energie  $q_{Spot}$  wird zum Teil ins Innere transportiert (Wärmeleitung  $q_{Leitung}$ ), geht in Form von Strahlung  $q_{Strahlung}$  verloren und steht als Sublimationswärme  $q_{Sublimation}$  zur Verfügung. Wird die Rotation des NEOs unter dem Brennfleck vernachlässigt, so handelt es sich um ein bezüglich der Oberflächennormalen achsensymmetrisches Problem, wobei die Ausdehnung des Spots (Größenordnung  $10^0$  m) wesentlich größer als die Eindringtiefe der Wärmeleitung in die NEO-Oberfläche ( $10^{-2}$  m) ist. Daher erfolgt die Betrachtung nur entlang der Oberflächennormalen unter Vernachlässigung der lateralen Wärmeleitung (s. Abb. 5.9).

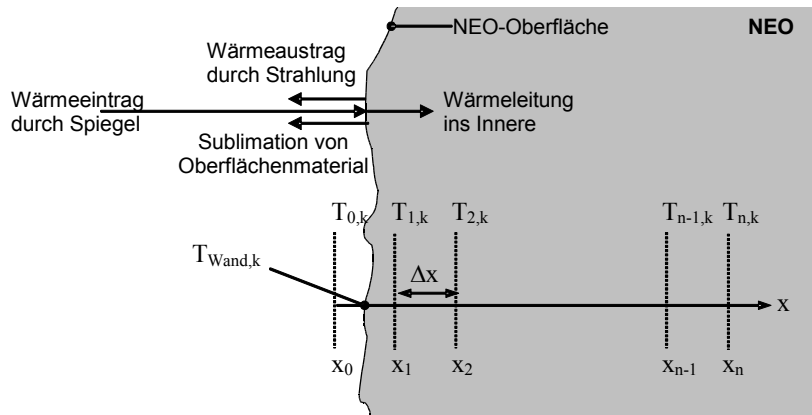


Abb. 5.9: Eindimensionale Modellierung des Wärmeübergangs und Ortsdiskretisierung an der NEO-Oberfläche.

Die entsprechende Wärmeleitungsgleichung lautet

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} . \quad (5.36)$$

Darin bezeichnet  $T$  die Temperatur,  $\rho$  die Dichte,  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität, und  $\lambda$  den Wärmeleitkoeffizienten des Oberflächenmaterials. Materialtypische Zahlenwerte für diese Parameter sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Es werden die Anfangsbedingung  $T_i(t=0) = 200$  K für  $i = 0 \dots n$  und die Randbedingung  $\partial T_n / \partial x = 0$  in einer iterativ bestimmten Tiefe von 5 cm definiert. Des Weiteren muss an der NEO-Oberfläche die Summe aller zu- und abgeführten flächenspezifischen Wärmeflüsse Null sein

$$q_{Spot} - q_{Strahlung} - q_{Sublimation} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0 . \quad (5.37)$$

	Steinasteroid	Komet
Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck $c_p$ [J/(kg K)]	900 (fest) 1100 (flüssig)	600
Wärmeleitfähigkeit $\lambda$ [W/(m K)]	1,5...2,4	$10^{-3}$ ...1
Dichte $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	2380...3840	300...700
Temperaturleitfähigkeit [m <sup>2</sup> s]	$4 \cdot 10^{-7}$ ... $10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-9}$ ... $3 \cdot 10^{-6}$

Tab. 5.5: Thermische Eigenschaften eines Steinasteroiden und Kometen. Abgeleitet von thermischen Parametern von Steinmeteoriten [118], und Modellparametern für Kometen-Oberflächenmaterial [81].

Die Lösung der Differentialgleichung (5.36) erfolgt mit Hilfe eines numerischen Differenzenverfahrens [4] zu diskreten Ortsschritten  $\Delta x = 2,5 \cdot 10^{-5}$  m und Zeitschritten  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$  s. Es wird eine näherungsweise Lösung der Differentialgleichung durch das explizite Lösen der so entstandenen Differenzengleichung erzielt. Die Zeit- und Ortsschritte sind so gewählt, dass einerseits die Stabilitätsbedingung für das Differenzenverfahren

$$Fo = \frac{\lambda}{\rho c_p \Delta x^2} \Delta t \leq 0,5 \quad (5.38)$$

erfüllt ist und andererseits die Erhaltung der Energie (Gl. (5.37)) gewährleistet ist. Für größere  $\Delta x$  werden unmittelbar an der Oberfläche auftretende Wärmeleitungsverluste nicht ausreichend erfasst. Der linke Quotient in (5.38) ist die Temperaturleitfähigkeit des NEO-Materials (s. Tab 5.5).

Zur genaueren Erfassung der Energiebilanz wird die NEO-Oberfläche zwischen zwei Stützstellen gelegt, entsprechend einer halben Schichtdicke (s. Abb. 5.9). Die Temperaturen an den  $n$  Ortskoordinaten zu einem Zeitpunkt  $k+1$  folgen aus denen zum vorhergehenden Zeitpunkt  $k$  [4]

$$T_{i,k+1} = Fo T_{i-1,k} + (1 - 2Fo) T_{i,k} + Fo T_{i+1,k} \quad \text{für } 1 \leq i \leq n-1, \quad (5.39)$$

$$T_{0,k+1} = T_{1,k+1} + \frac{\Delta x}{\lambda} (q_{\text{Spot},k} - q_{\text{Strahlung},k} - q_{\text{Sublimation},k}), \quad \text{und} \quad (5.40)$$

$$T_{n,k+1} = T_{n-1,k+1}. \quad (5.41)$$

Sublimation und Strahlung sind Funktionen der Oberflächentemperatur  $T_{\text{Wand}}$  im Brennfleck, die aus  $T_{\text{Wand}} = (T_0 + T_1)/2$  folgt (s. Abb. 5.9). Damit folgen der unmittelbar an der Oberfläche durch Leitung auftretende Wärmefluss und der Strahlungswärmefluss zu

$$q_{\text{Leitung}} = \lambda \frac{T_{\text{Wand}} - T_1}{\Delta x / 2} \quad \text{und} \quad (5.42)$$

$$q_{\text{Strahlung}} = \sigma \varepsilon (T_{\text{Wand}}^4 - T_{\text{Umgebung}}^4), \quad (5.43)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  W/(m<sup>2</sup> K<sup>4</sup>). Die Umgebungstemperatur  $T_{\text{Umgebung}}$  beträgt nur ca. 4 K und wird deshalb vernachlässigt. Für die nachfolgenden Berechnungen wird als mittlerer Emissionsgrad  $\varepsilon = 0,95$  angenommen, entsprechend den mittleren Emissionsspektren der irdischen Mineralien Quarz, Feldspat und Hornblende.

Die für die Sublimation benötigte Leistungsdichte folgt aus der spezifischen Sublimationswärme  $H_{NEO}$  (s. Tab. 2.3) und dem flächenspezifischen Dampfmassenstrom  $Z$  [81]

$$q_{Sublimation} = H_{NEO} Z . \quad (5.44)$$

Dabei entspricht  $Z$  der maximalen Verdampfungsrate, mit der Atome und Moleküle eines idealen Gases von einer Oberfläche abdampfen (Hertz-Knudsen-Gleichung),

$$Z = \frac{p_{Gas}}{\sqrt{2\pi R_s T}} \text{ mit } R_s = \frac{\Re}{M_{Gas}} . \quad (5.45)$$

Darin sind  $p_{Gas}$  der Gasdruck,  $R_s$  die spezifische Gaskonstante,  $\Re = 8,3144 \text{ J/K/mol}$  die universelle Gaskonstante und  $M_{Gas}$  die mittlere Molmasse [kg/mol] der Gasmoleküle. Es handelt sich um eine maximale Rate, da keine etwaigen Hindernisse berücksichtigt werden, wie z.B. das Aufbringen von Aktivierungsenergien. Der Gasdruck verhält sich proportional zur Temperatur und sein Anstieg, die sogenannte Dampf- bzw. Sublimationsdruckkurve, wird durch die Clausius-Clapeyronsche Gleichung beschrieben

$$\frac{dp_{Gas}}{dT} = \frac{Q_{Verdampfung}}{T(V_{gas} - V_{flüssig})} \text{ bzw. } \frac{dp_{Gas}}{dT} = \frac{Q_{Sublimation}}{T(V_{gas} - V_{fest})} . \quad (5.46)$$

$Q$  [J] bezeichnet die Wärmemenge für den jeweiligen Phasenübergang. In beiden Fällen ist das Volumen des Dampfes  $V_{gas}$  wesentlich größer als das der Schmelze  $V_{flüssig}$  bzw. des Eises  $V_{fest}$ .  $V_{flüssig}$  und  $V_{fest}$  werden deshalb nachfolgend vernachlässigt. Das Dampfvolumen folgt aus der idealen Gasgleichung

$$p_{Gas} V_{gas} = m R_s T , \quad (5.47)$$

mit der Gasmasse  $m$  [kg]. Nach Einsetzen von (5.47) in (5.46) und unter Berücksichtigung der Beziehung für die spezifische Wärme  $H = Q / m$  folgt

$$\frac{1}{p_{Gas}} = \frac{H_{Sublimation}}{R_s T^2} dT . \quad (5.48)$$

Nach Integration beider Seiten ergibt sich folgende Beziehung für den Dampfdruck

$$p_{Gas} = C_1 \cdot e^{\frac{-H_{Sublimation}}{R_s T}} = C_1 \cdot e^{\frac{C_2}{T}} . \quad (5.49)$$

$C_2$  folgt aus dem Quotienten  $H_{Sublimation}/R_s$  und  $C_1$  aus der Kalibration bei einer gegebenen Temperatur. Nachfolgend werden die Koeffizienten  $C_1$  und  $C_2$  exemplarisch für Olivin und ein Kometenäquivalent analysiert (Tab. 5.6). Olivin ist eine Mischkristallreihe aus Forsterit und Fayalit, wobei Forsterit das am meisten vorkommende Mineral in Meteoriten sowie irdischem Gestein darstellt.

Um die spezifische Gaskonstante  $R_s$  in (5.45) zu bestimmen, muss die mittlere Molmasse  $M$  der entstehenden Gasteilchen bekannt sein. Beim Verdampfungsvorgang von Olivin kann unter anderen Möglichkeiten auch eine Dissoziation in zweiatomige Moleküle erfolgen, z.B.



$2 \text{ Mg}_2\text{SiO}_4 \leftrightarrow 4 \text{ MgO} + 2 \text{ SiO} + \text{O}_2$  bzw.  $2 \text{ Fe}_2\text{SiO}_4 \leftrightarrow 4 \text{ FeO} + 2 \text{ SiO} + \text{O}_2$ . Die mittlere Molmasse  $M$  entspricht demnach 40,23 g/mol für Forsteritdampf und 58,23 g/mol für Fayalitdampf. Die spezifischen Gaskonstanten sind 206,7 J/kg/K und 142,8 J/kg/K, respektive. Die Modellierung von Kometeneis erfolgt anhand von Wasser und Wasserdampf, so dass Molmasse und spezifische Gaskonstante von Festkörper und Dampf identisch sind. Die genannten Parameter für Kometen können auch deutlich verschieden sein, wenn z.B. die Kometenoberfläche nicht aus Wassereis besteht. Eine poröse Silikatkruste oder örtlich verschiedene Zusammensetzungen sind ebenfalls möglich, werden jedoch nachfolgend nicht mit betrachtet.

Mineral	$M$ [g/mol]	$R_s$ [J/kg/K]	Kalibrierpunkt ( $p$ , $T$ )	$H_{\text{Sublimation}}$ [kJ/kg]	$C_1$ [Pa]	$C_2$ [K]
Forsterit ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ )	140,7	59,1	1 Pa, 1770°C [102]	3859 [102]	$7,62 \cdot 10^{13}$	-65301
Fayalit ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ )	203,8	40,8	1 Pa, 1520°C [102]	2983 [102]	$5,14 \cdot 10^{17}$	-73120
Wassereis ( $\text{H}_2\text{O}$ )	18	461,91		2660	$3,56 \cdot 10^{12}$ [81]	-6141 [81]

Tab. 5.6: Molare Masse, spezifische Gaskonstante, Kalibrierpunkt für Dampfdruckkurve, spezifische Verdampfungswärme und Koeffizienten der Dampfdruckkurve für typische Minerale.

### Ergebnisse zum Verdampfungsprozess

Ausgehend von den oben definierten Mineraleigenschaften werden Berechnungen zum Verdampfungsprozess durchgeführt. Dabei wird von einem konstanten Wärmeeintrag im Spot ausgegangen. Es werden die Temperaturverläufe innerhalb der Oberflächenschichten, die Leistungsdichten für Wärmeleitung, Temperaturstrahlung und Verdampfung sowie die Verdampfungsrate als Funktion der Bestrahlungsdauer ermittelt und in den Abbildungen 5.10 und 5.11 für Forsterit und Kometeneis zusammengefasst. In beiden Fällen wird zunächst die gesamte eingebrachte Wärmemenge ( $2 \text{ MW/m}^2$  für Forsterit,  $5 \text{ kW/m}^2$  für Komet) in Form von Wärmeleitung ins NEO-Innere transportiert. In der Folge steigen die Oberflächen- und Schichttemperaturen an, und die Leistungsdichte für Wärmeleitung nimmt infolge eines geringer werdenden Temperaturgradienten ab. Durch die zunehmende Oberflächentemperatur steigt der Wärmeverlust durch Temperaturstrahlung an. Diese Tendenz ist besonders deutlich für Forsterit, da hier wesentlich höhere Temperaturen (ca. 2.280 K) erreicht werden als beim Kometenmaterial (214 K). Schließlich steht der Differenzbetrag aus eingebrachter Leistungsdichte und genannten Verlustleistungsdichten für den Verdampfungsprozess zur Verfügung. Die unten dargestellten Verdampfungsraten folgen aus den Oberflächentemperaturen gemäß Gleichungen (5.45) und (5.49).

Bereits nach einer kurzen Bestrahlungsdauer von 10 s für den Kometen bzw. 20 s für Forsterit wird eine signifikante Verdampfungsrate erreicht. Nur wenn die Leistungsdichte innerhalb dieser Zeit nahezu konstant bleibt, ist eine entsprechende Sublimation möglich. Negativ wirken sich dabei die NEO-Topographie, der NEO-Rotationszustand sowie die Störbeschleunigungen auf den Spiegel aus, z.B. durch ein unregelmäßiges NEO-Schwerefeld. Die Bestimmung des Einflusses der entstehenden Relativbewegung von Spiegel und NEO-Oberfläche erfordert eine Betrachtung der Spiegelgeometrie und erfolgt in Kapitel 5.5.2.

Aufgrund der NEO-Rotation bewegt sich die Oberfläche unter dem Brennfleck fort, außer für den Grenzfall einer Fokussierung auf einen der Rotationspole. Die Modellasteroiden besitzen einen Radius  $< 500$  m und weisen Rotationsraten  $< 10$  U/d auf (s. Kap. 2.2.5). Demnach beträgt die maximal auftretende Oberflächengeschwindigkeit am Äquator eines 1 km großen Asteroiden 0,36 m/s. Innerhalb der 20-sekündigen Aufwärmzeit werden maximal 7 m zurückgelegt. Im Anschluss wird gezeigt, dass der Spot etwa 12 m im Durchmesser beträgt, so dass nur etwa ein Drittel der ausgeleuchteten Fläche eine Verdampfungsrate  $> 5$  g/m<sup>2</sup>/s erreicht. Für Kometen ist die Rotationsrate nicht kritisch, da hier wesentlich größere Spotdurchmesser ( $> 100$  m) möglich sind.

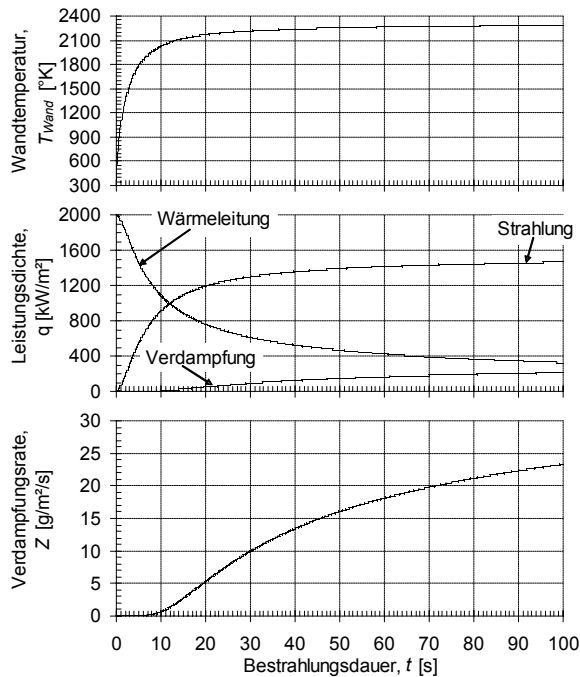


Abb. 5.10: Modellierung der Verdampfung von **Forsterit** mit  $q_{\text{Spot}} = 2 \text{ MW/m}^2$ ,  $\rho = 3.500 \text{ kg/m}^3$ ,  $\lambda = 2 \text{ W/(m K)}$ ,  $T_{\text{Wand},0} = 200 \text{ K}$ ,  $\varepsilon = 0,95$ .

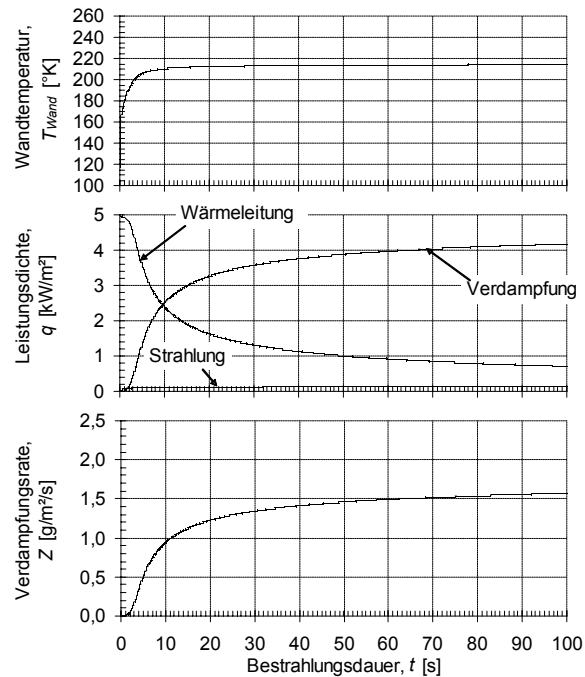


Abb. 5.11: Modellierung der Verdampfung von **Kometeneis** mit  $q_{\text{Spot}} = 5 \text{ kW/m}^2$ ,  $\rho = 600 \text{ kg/m}^3$ ,  $\lambda = 0,1 \text{ W/(m K)}$ ,  $T_{\text{Wand},0} = 150 \text{ K}$ ,  $\varepsilon = 1$ .

Aufgrund der niedrigen Verdampfungstemperatur von Kometenmaterial setzt bereits bei sehr geringen Leistungsdichten der Verdampfungsprozess ein. Je nach physikalischen Eigenschaften, insbesondere bei einer geringen Wärmeleitfähigkeit, werden selbst bei großen heliozentrischen Entfernungen ohne Lichtbündelung die notwendigen Leistungsdichten erreicht und Oberflächenmaterial verdampft. Zum Beispiel beträgt für eine solare Entfernung von 3 AE, das entspricht einer solaren Leistungsdichte von  $150 \text{ W/m}^2$ , die Verdampfungsrate ca.  $10^{-2} \text{ g/m}^2/\text{s}$  für eine Wärmeleitfähigkeit von  $10^{-3} \text{ W/m/K}$ .

Ein positiver Einfluss auf den Verdampfungsprozess bei Asteroiden wird von dem Vorhandensein einer Regolithschicht erwartet, da sie eine geringere Wärmeleitfähigkeit als blankes Gestein besitzt. Dadurch wird weniger Wärme ins Innere geleitet und die Verdampfungsrate besitzt einen größeren Anstieg, wie beim Kometeneis beobachtet. Es wird jedoch nachfolgend weiter von einem „worst case“ ausgegangen, d.h. einer festen Oberfläche.

### 5.5.2 Geometrische Betrachtung und Schub

Ausgehend von den für ein Einsetzen der Verdampfung gefundenen Leistungsdichten sollen nachfolgend anhand geometrischer Betrachtungen die Größe des Spiegels, die Entfernung von Spiegel zu Brennfleck (entspricht der Brennweite) und schließlich die Größe des Brennflecks abgeschätzt werden. Diese Größen dienen der Bestimmung des auf den NEO entstehenden Schubs sowie einer Abschätzung der Betriebszeit des Sonnenspiegels.

In einer heliozentrischen Entfernung  $r_{NEO}$  beträgt der solare Strahlungsfluss  $[W/m^2]$

$$q_{Solar} = \sigma T_{Sun}^4 \frac{R_{Sun}^2}{r_{NEO}^2}, \quad (5.50)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W/(m^2 K^4)$ .  $T_{Sun} \cong 5770 K$  bezeichnet die Oberflächentemperatur der Sonne und  $R_{Sun} = 6,96 \cdot 10^8 m$  den Sonnenradius. Aus der Brennweite  $f$  und dem Strahlensatz folgt die Brennfleckfläche

$$A_{Spot} = \frac{\pi}{4} d_{Spot}^2 = \pi f^2 \frac{R_{Sun}^2}{r_{NEO}^2}. \quad (5.51)$$

Der Spiegel mit dem Durchmesser  $d_{Spiegel}$  besitzt die Spiegelfläche

$$A_{Spiegel} = \frac{\pi}{4} d_{Spiegel}^2. \quad (5.52)$$

Unter Berücksichtigung des Reflektionsgrades des Spiegels  $\xi$ , der je nach Bauart zu Betriebsbeginn 0,5-0,95 beträgt, und dem Reflektionsgrad der NEO-Oberfläche, der vereinfachend mit der Albedo gleichgesetzt wird und zwischen 0,04 und 0,30 beträgt (s. Tab. 2.1), folgt für die Bilanz der ein- und ausgehenden Leistung

$$q_{Solar} A_{Spiegel} \xi (1 - p_v) = q_{Spot} A_{Spot}. \quad (5.53)$$

Nach Einsetzen der Gleichungen (5.50) bis (5.52) in die Bilanzgleichung folgt die notwendige Brennweite, bzw. der maximale Abstand von Spiegel zu Oberfläche zu

$$f = \sqrt{\frac{\sigma \eta}{q_{Spot}} \frac{T_{Sun}^2 d_{Spiegel}}{2}}. \quad (5.54)$$

Es muss betont werden, dass die hier verfolgte Betrachtung vereinfachend von einer linearen Anordnung von Sonne, Spiegelsystem und Spot ausgeht. Dies trifft z.B. auf eine Fresnellinse oder einen senkrecht zur Sonnenstrahlung stehenden Reflektor zu. Um eine hohe Leistungsdichte im Spot zu erzielen, ist es jedoch zweckmäßig den Reflektor aus der Achse NEO-Sonne zu bewegen. Dadurch wird seine wirksame Fläche neben den Reflektionseigenschaften zusätzlich geschmälert. Für die nachfolgende Abschätzung werden alle drei Effekte zu dem Wirkungsgrad 0,5 zusammengefasst.

In einer Studie zu innovativen Leichtbau-Weltraumstrukturen für die Verwendung in Antennen und Sonnenspiegeln (hier zur Treibstoffheizung) wurden die Durchmesser der

Strukturen als Funktion der Strukturmasse für verschiedene Bauarten (entfaltbar, aufblasbar) bestimmt [139]. Als Ergebnis der Studie kann der maximale Spiegeldurchmesser  $d_{\text{Spiegel}}$  [m] für eine gegebene Strukturmasse  $m$  [kg] aus der folgenden Zahlenwertgleichung abgeschätzt werden

$$d_{\text{Spiegel}} \approx 2,155 \cdot m^{2/3} . \quad (5.55)$$

Als obere Grenze für die Strukturmasse werden 5.000 kg angenommen, entsprechend einem Spiegeldurchmesser von 630 m. Diese Masse stellt die mittlere Nutzlastkapazität von Raumfahrzeugen mit elektrischen Antrieben dar (s. Kap. 5.1). Aus (5.54) wird die für einen bestimmten Verdampfungsprozess erforderliche Brennweite und aus (5.51) der Spotdurchmesser bestimmt. Um den durch abdampfende Gasteilchen entstehenden Schub auf den NEO abzuschätzen, wird die Abströmgeschwindigkeit  $v$  der anschließenden Berechnung des Gasjets vorweggenommen. Der Schub folgt aus der Impulserhaltung zu

$$F = \frac{1}{2} Z v \frac{\pi}{4} d_{\text{Spot}}^2 . \quad (5.56)$$

Die Abströmung erfolgt überwiegend senkrecht zur Oberfläche (s. Kap. 5.5.3). Durch den konservativen Faktor 0,5 wird berücksichtigt, dass sich ein kleiner Anteil des Dampfmassenstroms lateral ausbreitet.  $F$  entspricht somit dem senkrecht zur Oberfläche wirkenden Betrag der Kraft.

### **Ergebnisse zur Spiegelgeometrie und zum Schub**

Abschließend werden zwei Fallbeispiele betrachtet, bei denen ein 630 m großer Sonnen Spiegel auf einen Forsteritasteroiden und einen Eiskometen angewendet wird. Für den Asteroiden wird die solare Entfernung  $r_{\text{Sun-NEO}}$  mit 1 AE und für den Kometen mit 4 AE gewählt. Die Leistungsdichten und die daraus folgenden Temperaturen und Verdampfungsraten werden gemäß obigem Vorgehen bestimmt. Die verminderte Gasproduktionsrate infolge einer NEO-Rotation wird vernachlässigt, so dass der ermittelte Schub ein Maximum darstellt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.12 für eine Bestrahlungsdauer von 60 s zusammengefasst. Bemerkenswert ist der große Bereich an möglichen Brennweiten im Falle von Kometen. Hier ist der Schub selbst in einer Entfernung Spiegel-Kometenoberfläche von knapp 145 km noch größer als 200 N. Für Distanzen kleiner 10 km wird eine größere Brennflecktemperatur erreicht, und die Verdampfungsrate entwickelt sich zugunsten eines höheren Schubs ( $> 800$  N).

Im Falle der Asteroiden besteht deutlich weniger Spielraum bei der Wahl der Brennweite als bei einem Kometen. Hier bewirkt eine Verdoppelung der Distanz von 1,25 km auf 2,5 km eine Verringerung des Schubs von ca. 800 N auf 1 mN. Die Untersuchung geringerer Entfernungen erscheint im Hinblick auf die Spiegeldegradation nicht zweckmäßig, wie im folgenden Kapitel gezeigt wird.

Außerdem besteht bei der Anwendung des Spiegels auf Asteroiden ein sehr großer Einfluss der Topographie. Dieser ist durch die obere Abszisse in der Abbildung links für eine feste Brennweite von 1,25 km dargestellt. Demnach bewirkt bereits ein geringer Höhenunter-

schied  $> 5$  m eine signifikante Vergrößerung des Spots und in der Folge eine verminderte Leistungsdichte, so dass der Schub bereits um eine Größenordnung abfällt. Wird die Höhe über dem Brennfleck  $> 10$  m, so geht der Schub gegen Null. Um einen möglichst konstant hohen Schub zu erzeugen, muss der Spiegel entweder relativ zur NEO-Oberfläche bewegt werden, oder die Brennweite muss geregelt werden. Die erste Variante ist aufgrund der Spiegeldimension und der Bewegung in dem unregelmäßigen Schwerfeld des Asteroiden äußerst schwierig und falls realisierbar sehr treibstoffintensiv. Die zweite Methode ist eventuell machbar, obgleich die bisherigen Untersuchungen zur mechanischen, druckgeregelten und piezoelektrischen Brennpunktbeeinflussung des aufblasbaren Spiegels erfolglos verliefen [46]. Nachfolgend wird gezeigt, dass selbst wenn für dieses Problem eine Lösung existiert, z.B. in Form einer anderen Spiegeltechnologie, weitere systemkritische Probleme infolge des abströmenden Gasjets auftreten, die den Betrieb von Sonnenspiegeln zur Bahnbeeinflussung von Asteroiden in Frage stellen.

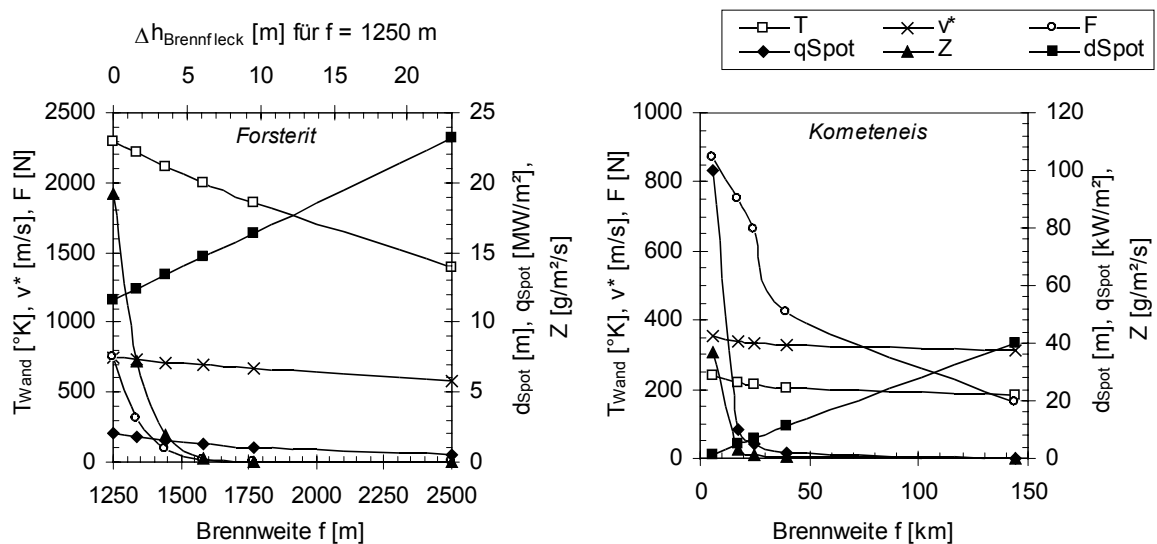


Abb. 5.12: Kenngrößen für die Schuberzeugung auf einem Forsterit-Objekt (links) und einem Eiskometen (rechts) als Funktion der Brennweite eines Sonnenspiegels mit  $D = 630$  m. Für den Asteroiden ist außerdem der Einfluss der topographischen Höhe über dem Brennfleck für eine feste Brennweite von 1250 m dargestellt (obere Abszisse).

### 5.5.3 Modellierung des Strömungsfeldes

Die geringe Distanz des Spiegelsystems zum Verdampfungsort lässt im Falle der Asteroiden vermuten, dass ein Teil des Dampfes und mitgerissenen Staubs mit dem Spiegelsystem zusammentreffen. Die Folgen sind die Ablagerung von Staub, die Kondensation von Dampf und möglicherweise das Durchdringen von Staubteilchen durch die Membran. Um diese Effekte abzuschätzen, wird das Abströmen des Dampfes vom Spot als Expansion eines Freistrahls in ein Vakuum betrachtet, und es werden die Zustandsgrößen Druck, Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit des Gases analysiert. Dieses Vorgehen wird der physikalischen Modellierung von Gasjets in der inneren Koma von Kometen entliehen, z.B. [80]. Auf die umfangreiche Betrachtung der Gas-Staub-Wechselwirkung wird verzichtet, ein numerisches Modell dafür ist in [79] beschrieben.

Das Gas wird durch einen konstanten Adiabatenexponenten  $\kappa$  charakterisiert (Tab. 5.7) und als kompressibles, reibungsfreies Kontinuum behandelt. Für die Beschreibung des Gasjets wird die Analogie zur isentropen Ausströmung eines kalorisch idealen Gases aus einem Reservoir durch ein Loch oder eine Düse in ein Vakuum herangezogen (s. Abb. 5.13). Beim Ausströmen wird ein Teil der inneren Energie des ursprünglich ruhenden Gases in kinetische Energie umgewandelt. Die Temperatur des Gases  $T^*$  beim Ausströmen durch den engsten Querschnitt ist damit geringer als die im numerischen Modell bestimmte Oberflächentemperatur  $T_{\text{Wand}}$ , die nachfolgend als Reservoirtemperatur  $T_0 = T_{\text{Wand}}$  bezeichnet wird, [79]

$$T^* = T_0 \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right)^{-1}. \quad (5.57)$$

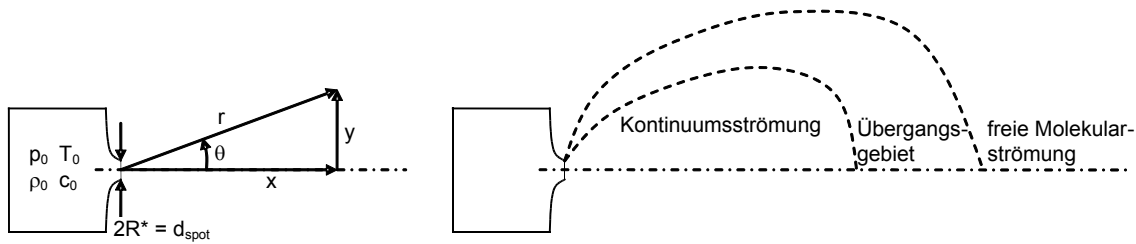


Abb. 5.13: Geometrie und Parameter bei der Überschallströmung aus einem Reservoir in ein Vakuum (links) und dabei auftretende Strömungsbereiche (rechts), nach [80].

Das Gas muss beim Verlassen der Oberfläche mindestens die im engsten Querschnitt vorherrschende Schallgeschwindigkeit

$$c^* = \sqrt{\kappa R_s T^*} \quad \text{mit} \quad T^* = T_0 \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right)^{-1} \quad (5.58)$$

besitzen, andernfalls findet keine Expansion ins Vakuum statt. Nachfolgend wird angenommen, dass die örtliche Machzahl beim Austritt aus dem Reservoir  $Ma^* = 1$  ist, so dass  $v^* = c^*$  gilt. Nachdem das Gas die Oberfläche verlassen hat, expandiert es weiter und beschleunigt bis die Grenzgeschwindigkeit für die adiabatische Expansion erreicht wird, [79]

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} R_s T_0}. \quad (5.59)$$

Die Ausbreitung des Gasjets erfolgt in den gesamten Halbraum mit senkrechter Vorzugsrichtung. Für die laterale Ausbreitung des Gasjets wird ein maximaler Expansionswinkel definiert, [80]

$$\theta_{\max} = \theta_{\text{Düse}} + \nu_{\infty} - \nu_0. \quad (5.60)$$

Der Öffnungswinkel der Düse  $\theta_{\text{Düse}}$  bzw. des Lochs im Reservoir wird Null gesetzt.  $\nu_0$  und  $\nu_{\infty}$  bezeichnen die Prandtl-Meyer Winkel für die Machzahl in der Mündung bzw. für  $Ma \rightarrow \infty$ . Der Prandtl-Meyer Winkel ist für ein ideales Gas definiert als [80]

$$\upsilon = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \arctan \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (Ma^2 - 1) - \arccos \frac{1}{Ma}. \quad (5.61)$$

Für die Machzahl an der Mündung  $Ma_0 = 1$  folgt somit  $\upsilon_0 = 0$  bzw. für  $Ma \rightarrow \infty$  folgt

$$\upsilon_\infty = \frac{\pi}{2} \left( \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} - 1 \right). \quad (5.62)$$

Der maximale Expansionswinkel  $\theta_{max}$  ist als Funktion des Adiabatenexponenten in Tabelle 5.7 zusammengefasst. Für ein mehratomiges Gas ( $\kappa < 5/3$ ) wird demnach sogar die Oberfläche des NEOs umströmt ( $\theta > 90^\circ$ ).

Ausgehend von der Gasdichte im Reservoir, die aus dem idealem Gasgesetz zu  $\rho_0 = p_0 / (R_S T_0)$  folgt, wird zunächst die Dichte im engsten Querschnitt bestimmt [80]

$$\rho^* = \rho_0 \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} \right)^{-\frac{1}{\kappa-1}}. \quad (5.63)$$

Die Dichte an einem beliebigen Ort im Strömungsfeld, gekennzeichnet durch die Entfernung  $r$  vom Reservoir und den Winkel  $\theta \leq \theta_{max}$  zum Oberflächenlot, ist näherungsweise gegeben durch [85]

$$\rho(r, \theta) = \rho^* \cdot A_p \frac{R_{Spot}^2}{(r + R_{Spot})^2} \cos^{\frac{2}{\kappa-1}} \left( \frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_{max}} \right). \quad (5.64)$$

$A_p$  bezeichnet darin die Jetkonstante (engl. „plume constant“), [85]

$$A_p = \frac{v^*}{2 v_{max} \int_0^{\theta_{max}} \cos^{\frac{2}{\kappa-1}} \left( \frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) \sin \theta d\theta}. \quad (5.65)$$

Nach Einsetzen von (5.58 mit  $v^* = c^*$ ), (5.59) und (5.62 mit  $\theta_{max} = \upsilon_\infty$ ) in obige Gleichung folgt, dass  $A_p$  einzig von dem Adiabatenexponent des Gases abhängig ist, da der maximale Expansionswinkel ebenfalls eine Funktion von  $\kappa$  ist. Die Jetkonstanten sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Molekül	Adiabatenexponent $\kappa$	max. Expansionswinkel $\theta_{max}$	Jetkonstante $A_p$
einatomig	5/3	90°	0,60
zweiatomig	7/5	130,45°	0,345
dreiatomig	4/3	148,12°	0,237

Tab. 5.7: Adiabatenexponent, maximaler Expansionswinkel und Jetkonstante als Funktion der Atomanzahl eines Moleküls.

Ist die Dichte bekannt, folgt die entsprechende Machzahl an diesem Ort aus [80]

$$Ma^2 = \frac{2}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]. \quad (5.66)$$

Die örtlichen Zustandsgrößen Druck und Temperatur sowie die Strömungsgeschwindigkeit werden als Funktionen der Machzahl und den Zustandsgrößen im Reservoir dargestellt, [80]

$$\frac{p}{p_0} = \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right)^{-\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (5.67)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right)^{-1}, \quad (5.68)$$

$$\frac{v}{c_0} = Ma \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.69)$$

Diese Gleichungen gelten lediglich für den Bereich der Kontinuumsströmung (Vergleich Abb. 5.13). Dieser Bereich ist durch eine hohe Anzahl von Stoßvorgängen unter den Gasteilchen gekennzeichnet, so dass die Gasteilchen ihre individuellen Eigenschaften untereinander ausgleichen und eine Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung annehmen, d.h. ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht erreichen. Dieser Austausch kann nur stattfinden, solange das Verhältnis aus mittlerer freier Weglänge  $l$  (entspricht der mittleren Weglänge, die ein Gasteilchen zwischen zwei Stößen mit anderen Teilchen zurücklegt) und einer für die Strömung charakteristischen Länge  $L$  (im folgenden der Brennfleckdurchmesser  $d_{Spot,max}$ ) sehr klein ist. Die mittlere freie Weglänge ist definitionsgemäß [18]

$$l = \frac{kT}{p \sqrt{2} 4 \pi R_{Molekül}^2}. \quad (5.70)$$

Darin bezeichnet  $4 \pi R_{Molekül}^2$  den Wirkungsquerschnitt beim Stoß in Abhängigkeit vom Molekülradius  $R_{Molekül}$ , der für diese Abschätzung mit  $2 \cdot 10^{-10}$  m als konstant angenommen wird. Die Zustandsgrößen  $p$  und  $T$  folgen aus der analytischen Lösung für das Strömungsfeld.

Das Verhältnis  $Kn = l/L$  wird als Knudsenzahl bezeichnet und dient zur Einteilung weiterer Strömungsbereiche. Demnach existiert für  $0,1 < Kn < 10$  ein Übergangsbereich von der Kontinuumsströmung ( $Kn < 0,1$ ) zur freien Molekularströmung ( $Kn > 10$ ). Es wird vereinfachend angenommen, dass bei  $Kn = 1$  die Strömung aus dem Kontinuumsbereich einfriert, d.h. ab dieser Grenze werden Temperatur und Geschwindigkeit der Gasteilchen als konstant betrachtet. Außerdem wird die Temperaturzunahme infolge von Rekondensation vernachlässigt, und es wird für den Bereich der freien Molekularströmung angenommen, dass sich Dichte und Druck umgekehrt proportional zur quadratischen Entfernung vom Reservoir verhalten, analog zu einer radialen Quellströmung mit einem virtuellen Quellpunkt kurz vor dem Spot, so dass gilt

$$\frac{p}{p_{Kn=1}} = \frac{\rho}{\rho_{Kn=1}} = \frac{R_{Spot}^2}{r^2}. \quad (5.71)$$



### Ergebnisse zur Strömungsfeldberechnung

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen die Zustandsgrößen der Strömungsfelder für die Verdampfung von Forsterit und Kometeneis. In beiden Fällen expandiert das Gas nach Verlassen der Objektoberfläche in lateraler Richtung und bildet eine Kegelstruktur mit annähernd geradlinigen Stromlinien. Die maximalen Expansionsgeschwindigkeiten von 1.790 m/s für Forsterit bzw. 783 m/s für Kometeneis werden nach 220 m bzw. 3.700 m erreicht. Diese Geschwindigkeiten entsprechen nahezu den Grenzgeschwindigkeiten für die adiabatische Expansion (Gl. (5.59), 1.816 m/s bzw. 827 m/s). Entlang der entsprechenden Isolinien verläuft der Übergang von der Kontinuumsströmung zur freien Molekularströmung. Innerhalb des Gebietes der freien Molekularströmung werden die Temperatur und die Geschwindigkeit als konstant betrachtet, so dass eine Darstellung des gesamten Strömungsbereichs in den oberen Diagrammen entfällt und diese nur den Bereich der Kontinuumsströmung zeigen. Die unteren Diagramme in 5.14 und 5.15 zeigen die Verläufe von Druck und Dichte in beiden Strömungsbereichen. Man erkennt deutlich die maximale Dichte entlang der Symmetrieachse (x-Achse) und die Verdünnung in Richtung der Jetgrenzen.

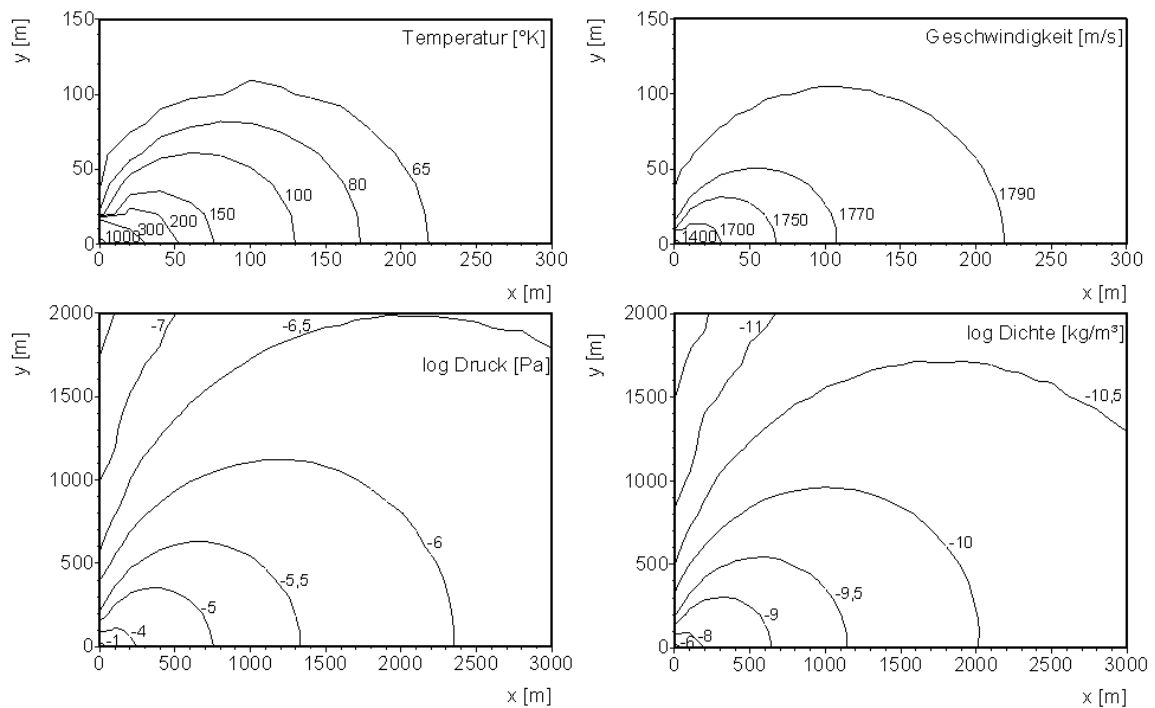


Abb. 5.14: Isolinien der Zustandsgrößen im Strömungsfeld für ein Forsterit-Objekt mit  $T_0 = 2.280 \text{ K}$ ,  $v_0 = 812 \text{ m/s}$ . Der Spiegel befindet sich in 1.250 m Entfernung.

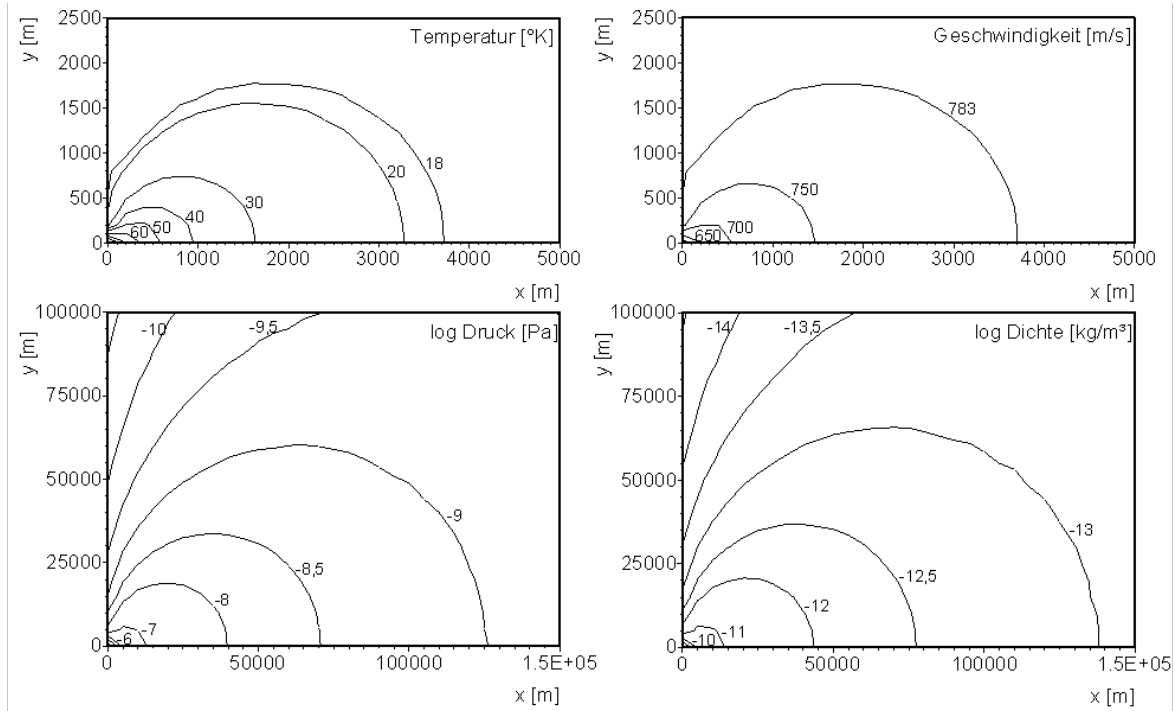


Abb. 5.15: Isolinen der Zustandsgrößen im Strömungsfeld für einen Kometen mit  $T_0 = 184 \text{ K}$ ,  $v_0 = 337 \text{ m/s}$ . Der Spiegel befindet sich in 145 km Entfernung.

#### 5.5.4 Degradation des Spiegels und Antriebsvermögen

Ausgehend von den oben gefundenen Ergebnissen werden Abschätzungen zur Betriebsdauer des Spiegels getroffen. Das Produkt aus Betriebsdauer und erzeugtem Impuls muss größer sein als der für die Bahnbeeinflussung benötigte Impuls. Andernfalls muss der Spiegel in entsprechenden Intervallen ersetzt werden, um so die notwendige Gesamtbetriebszeit zu erreichen. Die Bestimmung der Betriebsdauer erfolgt anhand der Lichtabsorption an der am Spiegel entstehenden Kondensatschicht. Die Reflektion bzw. Lichtstreuung an den Staub- und Kondensatkörnern wird vernachlässigt.

Während der adiabatischen Expansion vom Reservoir ins Vakuum ist der Dampf durch den Temperaturabfall bestrebt, wieder zu kondensieren. Die Kondensation setzt Stoßvorgänge der Teilchen voraus, wobei jedoch nicht jeder Stoß zur Kondensation führt. Folglich ist der Spiegel einem Gas-Kondensat-Gemisch ausgesetzt. Für die folgende Abschätzung wird angenommen, dass sämtliche auf den Spiegel treffende Teilchen auf der Oberfläche verharren und somit eine Schicht bilden. Die vom Ort im Strömungsfeld abhängige Schichtwachstumsrate  $v_{\text{Schicht}}$  wird aus den Zustandsgrößen Dichte und Geschwindigkeit im Strömungsfeld und der Schichtdichte  $\rho_{\text{Schicht}}$  bestimmt

$$v_{\text{Schicht}}(r, \theta) = \frac{v(r, \theta) \cdot \rho(r, \theta)}{\rho_{\text{Schicht}}} \quad (5.72)$$

Es wird angenommen, dass die entstehende Schicht porös ist und ihre Dichte im Falle von Kometeneis  $500 \text{ kg/m}^3$  bzw. für Stein  $1000 \text{ kg/m}^3$  beträgt. Die Schichthöhe  $s$  nach einer Betriebsdauer  $t$  ist

$$s = v_{\text{Schicht}} \cdot t. \quad (5.73)$$

Der Intensitätsverlust über dieser Schicht folgt aus dem Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz. Dabei muss beachtet werden, dass aufgrund der gewählten Spiegelbauart die durchlässige Membran und somit auch die Kondensatschicht zweimal durchlaufen wird. Somit folgt für den prozentualen Anteil des durchdringenden Lichtes

$$\eta = e^{-2 \cdot b \cdot s}. \quad (5.74)$$

Der Absorptionskoeffizient  $b$  ist in der Regel von der Wellenlänge des Lichts, der Korngröße und der Temperatur abhängig. Die Sonnenstrahlung besitzt ihre größte Intensität für Wellenlängen  $0,3 \mu\text{m} < \lambda < 0,7 \mu\text{m}$ . Der Massenabsorptionskoeffizient  $MAC$ , definiert als das Verhältnis aus Absorptionskoeffizient  $b$  zu Dichte, ist in dem angegebenen Wellenlängenbereich für typische Staubarten wie z.B. Olivin, Forsterit oder Eisenoxid größer  $10^4 \text{ cm}^2/\text{g}$ . Für Wassereis ist der  $MAC > 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{g}$  [39]. Entsprechend der oben definierten Schichtdichten folgt  $b = 10^4 \text{ cm}^{-1}$  für das bei der Verdampfung von Gestein entstehende Kondensat und  $b = 10^3 \text{ cm}^{-1}$  für die Verdampfung von Kometeneis.

Die Grenzdicke der Staub- bzw. Kondensatschicht wird für eine Abschwächung der Lichtintensität um 50% definiert. Aus (5.74) folgt damit eine maximale Schichtdicke  $l_{\text{Schicht,max}}$  von  $0,35 \mu\text{m}$  für die Anwendung des Spiegels auf ein Forsteritobjekt und  $3,5 \mu\text{m}$  für Kometen. Übersteigt die Schichthöhe diese Dicke, so ist keine ausreichende Leistungsdichte im Brennfleck gegeben und die Schuberzeugung endet. Die Betriebszeit ist

$$t_{\text{Betrieb}} = \frac{l_{\text{Schicht,max}}}{v_{\text{Schicht}}}. \quad (5.75)$$

Es werden die Betriebsdauern für die vorangegangenen Beispiele bestimmt. Demnach würde der nur 1.250 m vom Brennfleck auf einem Asteroiden entfernte Spiegel bereits nach spätestens 10 bzw. 30 Minuten Betrieb ausfallen, für eine Positionierung entlang der Symmetrieachse ( $\theta = 0^\circ$ ) bzw. in einer Neigung von  $\theta = 45^\circ$ , respektive. Wie anhand von Abbildung 5.12 gezeigt, kann der Abstand zum Brennfleck nicht wesentlich vergrößert werden, ohne den Schub deutlich zu reduzieren. Im Falle eines Kometen ist aufgrund des sehr viel größeren Abstands des Spiegels zum Brennfleck (145 km) die maximale Betriebszeit mit über 3 Jahren deutlich größer. Die jeweils notwendigen Betriebsdauern zur Bahnbeeinflussung der Beispielobjekte sind in Abbildung 5.16 als Funktion der Objektgröße und des Antriebsbedarfes dargestellt.

Für den Kometen wird zunächst eine gute Bilanz erreicht. Die Betrachtung erfolgte allerdings nur anhand von Kometeneis und berücksichtigt keine etwaigen Silikatkrusten, für die eine wesentlich geringere Verdampfungsrate erzielt wird. Durch die unregelmäßige Verteilung von Volatilen und Nicht-volatilen wird nicht nur die notwendige Betriebsdauer größer, sondern auch die gerichtete Schuberzeugung erschwert. Außerdem ist das Antriebsvermögen geringer als die Unsicherheit in der Bahngeschwindigkeit eines Kometen infolge der nicht-gravitativen Kraft (s. Tab. 3.1 und Kap. 4.1.1). Demnach stellt auch die Bahnbeeinflussung eines Kometen durch einen Sonnenspiegel keine Alternative zu seiner Zerstörung dar.

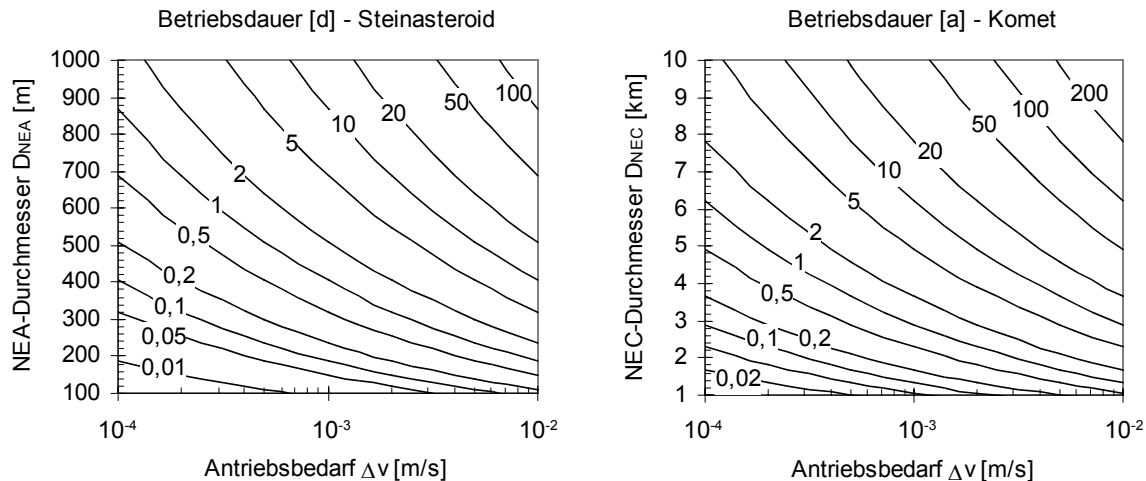


Abb. 5.16: Erforderliche Sonnenspiegel-Betriebsdauern zur Bahnbeeinflussung eines Steinasteroiden mit  $F = 800$  N (links) und eines Kometen mit  $F = 200$  N (rechts). Es wird eine Dichte von  $2.000 \text{ kg/m}^3$  für das Steinobjekt bzw.  $500 \text{ kg/m}^3$  für den Kometen angenommen.

Für Steinobjekte ist keine nennenswerte Bahnbeeinflussung möglich. Um das Einsatzgebiet zu vergrößern, muss die Spiegellebensdauer verlängert werden. Das kann zum Beispiel durch das Aufbringen einer dünnen Abreißfolie auf der durchlässigen Membran erfolgen, die bei Abnahme der Leistungsdichte im Spot entfernt wird. Der Transmissionsgrad wird jedoch mit jeder weiteren Folie reduziert. Außerdem muss eine entsprechende Vorrichtung zum Abziehen der Folie bestehen.

Eine Möglichkeit zur Reduzierung der Spiegelkontamination ist die elektrostatische Beeinflussung des Teilchenstroms. Diese Variante setzt einerseits das Vorhandensein eines Erzeugers für das elektrische Feld und andererseits die Ladung der Gasteilchen im Strömungsfeld voraus. Da nicht ausreichend Leistungsdichte für eine Ionisation zur Verfügung steht, bleibt lediglich die Einwirkung der elektromagnetischen Strahlung der Sonne (Photoeffekt). Die Ladung der Gasteilchen setzt hier allerdings eine Einwirkstrecke von einigen Tausend Kilometern voraus, die aufgrund der kurzen Entfernung von Spiegel zu Brennfleck für einen Asteroiden nicht gegeben ist. Somit entfällt diese Option.

Eine passive Variante der Betriebsdauerverlängerung besteht in der Anordnung von zwei Spiegeln nach dem Cassegrain-Prinzip, wie in [96] vorgeschlagen. Dabei würde der größere Primärspiegel den kleineren Sekundärspiegel gegen den Gasjet abschirmen, wobei Gasteilchen und Aerosole lediglich mit der entsprechend robust zu gestaltenden Außenwand des Primärspiegels kollidieren, ohne Einfluss auf dessen Effizienz. Durch die Öffnung im Primärspiegel treten jedoch Gas und Partikel ein, so dass eine Verschmutzung des Sekundärspiegels nicht vermieden werden kann. Die Bestückung des kleineren Sekundärspiegels mit den oben erwähnten Folien ist unter Umständen möglich.

### 5.5.5 Diskussion

Obige Abschätzungen berücksichtigen nicht die Schädigung der Membranoberfläche durch Hochgeschwindigkeitseinschläge von Aerosolen. Die Anwendung der im Kapitel 5.2 bereitgestellten Gleichungen zur Kraterabschätzung zeigt unter Annahmen zur Aerosolgröße

( $10^{-7} \text{ m} < d < 10^{-5} \text{ m}$ ) sowie -dichte ( $\rho = 1.000 \text{ kg/m}^3$ ), dass der bei einem Aerosolaufschlag entstehende Krater einen 1 bis 50-fachen Aerosoldurchmesser aufweist. Demnach wäre bereits nach dem Auftreffen eines einzigen Aerosols die Aufschlagsfläche bzw. eine bis zu 2.500-mal größere Fläche geschädigt, einhergehend mit einem verminderten Transmissionsgrad. Möglicherweise kommt es dabei zu einer Zerstörung der Membran und somit zum Verlust der Spiegelform, so dass die Lebensdauer durchaus kürzer ausfallen kann.

Des Weiteren wurde der Einfluss von Reflektion bzw. Lichtstreuung vernachlässigt und es wurden Vereinfachungen für den Verdampfungsprozess getroffen. Die ermittelten Betriebsdauern sind eventuell deutlich geringer. Um die tatsächlichen Betriebsdauern und die entstehenden Schübe zu bestimmen, ist das Experiment erforderlich. Erste experimentelle Untersuchungen könnten z.B. mit dem vorhandenen Sonnenofen am DLR Köln erfolgen.

Es wurden zwei erhebliche Probleme bei der Anwendung von Sonnenspiegeln zur Bahnbeeinflussung von Asteroiden identifiziert, uzw. die rasche Spiegeldegradation durch Kondensation, Staubablagerung und Mikrokrater sowie der hohe Aufwand für die Bahn- und Lageregelung des Spiegelsystem, der zur Positionierung relativ zur Asteroidenoberfläche notwendig ist. Da zur Zeit eine ausreichende Funktionalität des Spiegelsystems zum Zwecke der NEO-Bahnbeeinflussung nicht gewährleistet ist, wird von einer weiteren Betrachtung im Missionsdesign abgesehen.

## 5.6 Laser und Mikrowellenstrahlung

Neben dem Sonnenspiegel existieren weitere ablativ Methoden zur Bahnbeeinflussung von NEOs, die nachfolgend kurz analysiert werden. Die Laserstrahlung besitzt die Vorteile einer sehr hohen Energiedichte und einer geringen Strahlaufweitung, wodurch der Einsatz über eine weite und sichere Distanz prinzipiell möglich ist. Der Impuls entsteht wie beim Sonnenspiegel durch abströmendes Gas, mitgerissenen Staub und zusätzlich durch Plasma. Dieser Impuls ist deutlich größer als der durch den Lichtdruck ausgeübte. Die Effizienz ist von der chemischen Zusammensetzung des Oberflächenmaterials, der Energiedichte, der Laserwellenlänge und der Pulsdauer abhängig. In Laserexperimenten wurde das Verhältnis aus erzeugtem Impuls und eingebrachter Energie bestimmt. Es beträgt je nach Material- und Bestrahlungseigenschaften  $10^{-5}$  bis  $10^{-4} \text{ s/m}$  [126, 111].

Zunächst wird der Einsatz erdgebundener Laser zur NEO-Bahnbeeinflussung diskutiert. Die Anlage mit der größten Laserenergie entsteht zurzeit am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL). Nach der Fertigstellung der Anlage wird eine Energie von 4 MJ aus der Bündelung von 192 separaten Laserstrahlen zur Verfügung stehen. Durch die Kühlungsdauer wird die Anzahl der maximalen Laserpulse auf etwa 100 pro Tag begrenzt [38]. In [111] wird argumentiert, dass terrestrische Laser besonders für die Beeinflussung von kleineren Objekten innerhalb der letzten Lichtsekunde (300.000 km Entfernung) vor dem Aufschlag geeignet sind. Eine genauere Analyse zeigt jedoch, dass dies unmöglich ist. Beträgt die Relativgeschwindigkeit von NEO und Erde nur 15 km/s, dann beträgt die Interaktionsphase ca. 5,5 h. Es wird angenommen, dass der Laser des LLNL verfügbar ist und trotz der zu Beginn der Interaktion erheblichen Entfernung eine ausreichende Leistungsdichte im Spot vorliegt. Dann können in dieser Zeit nur 23 Laserschüsse mit insgesamt

92 MJ Energie abgefeuert werden, vorausgesetzt die irdische Laseranlage hat innerhalb der gesamten Betriebszeit auch Sichtkontakt zum Objekt. Für das maximale Verhältnis aus erzeugtem Impuls und eingebrachter Energie ( $10^{-4}$  s/m) beträgt der auf den NEO wirkende Impuls nur 9.200 Ns. Selbst Objekte, die in weniger als einer Mondentfernung an der Erde vorbeifliegen und eventuell erst Jahre später mit der Erde kollidieren, können mit dem Laser nicht ausreichend beeinflusst werden, da der benötigte Impuls um Größenordnungen größer ist (s. Abb. 4.10).

Eine längere Interaktionsphase und somit ein größerer Impuls ist durch einen Weltraumlaser möglich. Ein weiterer Vorteil wäre eine bessere Schubvektorkontrolle. Allerdings ist der technische Aufwand für Aufbau und Betrieb eines großen Weltraumlasers sehr groß, wie am Beispiel des „Strategic Defense Initiative“-Programms (SDI) deutlich wird. Dieses Programm wird durch die US-amerikanische Regierung seit nahezu 20 Jahren verfolgt und hat das Ziel, eine Konstellation von ca. 20 mit Laserwaffen ausgestatteten Satelliten im erdnahen Orbit aufzubauen, um mit nuklearen Sprengsätzen ausgerüstete ballistische Raketen abzuwehren. Die vorgesehenen Satelliten besitzen eine Masse von jeweils 35.000 kg. Der Laser hat eine Leistung von maximal 10 MW und eine Lebensdauer von maximal 500 s. Der Termin für eine Testmission ist 2012. Wird dieses Konzept auf die NEO-Bahnbeeinflussung angewandt, so steht eine maximale Energie von  $5 \cdot 10^9$  J zur Verfügung, so dass ein maximaler Impuls von  $5 \cdot 10^5$  Ns realisierbar ist. Auch dieser Impuls ist zu gering für eine Beeinflussung der Modellobjekte. Somit erscheinen in naher Zukunft verfügbare Laser weder als boden- noch als weltraumgestützte Technologien zur NEO-Bahnbeeinflussung geeignet. Das Laserkonzept wird im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Der Vollständigkeit halber wird noch die Mikrowellenstrahlung betrachtet. Im Vergleich zum Laserbeschuss wird zwar eine größere Effizienz erwartet, die Technologie setzt jedoch unverhältnismäßig große Abstrahlungsflächen voraus. Für eine gerichtete Abstrahlung muss diese Fläche auf viele einzelne Antennen verteilt werden, um die für die Fokussierung erforderliche Phasenverschiebung zu ermöglichen. Die Unmöglichkeit eines solchen Vorhabens wird durch folgendes Beispiel verdeutlicht. Um die für eine Verdampfung von Asteroidenmaterial benötigte Leistungsdichte zu realisieren, wäre in einem Abstand von 0,003 AU (450.000 km) ein im Durchmesser 160 km großes Antennenfeld notwendig, welches insgesamt mehr als 10 GW abstrahlt [96]. Strukturen und Leistungsdichten mit derartigen Dimensionen sind sicherlich auch in ferner Zukunft nicht realisierbar. Deshalb findet auch diese Option keine weitere Berücksichtigung.

## 5.7 Nutzung des Yarkovsky-Effekts

Der Yarkovsky-Effekt wurde bereits anhand von Bahnstörungen in Kapitel 3.1.3 diskutiert. Falls die Veränderung der Eigenschaften einer NEO-Oberflächenschicht möglich ist, so kann diese Bahnstörung gezielt für die Ablenkung eines NEOs von seiner Kollisionsbahn eingesetzt werden. Die Albedo und thermische Eigenschaften können zum Beispiel durch das Aufbringen einer absorbierenden Schicht oder durch eine Weißfärbung der Oberfläche geschehen. Ein anderer Vorschlag sieht örtliche Sprengungen an der Oberfläche vor, um diese aufzurütten oder eine bereits existierende Regolith-Schicht zu entfernen [132].

Abgesehen von den Problemen bei der technologischen Umsetzung dieser Vorhaben, bestehen auch Bedenken seitens der Effizienz für die Bahnbeeinflussung. Um eine solche Mission erfolgreich durchzuführen, müssen alle den Yarkovsky-Effekt bedingenden Objekteigenschaften wie Rotationszustand, Temperaturleitfähigkeit und Wärmekapazität vor und nach der Interaktion genau bekannt sein. Weiter muss berücksichtigt werden, dass die Veränderung der Oberflächeneigenschaften, insbesondere die Albedo, auch zu einem veränderten solaren Lichtdruck führt, der ebenfalls sorgfältige Berücksichtigung verlangt.

In Kapitel 3.1.3 wurde gezeigt, dass die Bahnänderung infolge des Yarkovsky-Effektes nur etwa 1.500 km in 50 Jahren beträgt. In dem in dieser Arbeit betrachteten Zeitraum kann also keine wirkungsvolle NEO-Bahnbeeinflussung erzielt werden. Der Yarkovsky-Effekt wird deshalb nicht weiter verfolgt.

## 6. Missionsentwurf

Raumfahrzeugmissionen zu erdnahen Asteroiden und Kometen sind aus technologischer und finanzieller Sicht durchführbar und versprechen großen Nutzen für die Wissenschaft und im Falle einer Bedrohung für die gesamte Menschheit. Die bisherigen Arbeiten zu NEO-Missionen beinhalten einfache Parameterstudien zum Antriebsbedarf [110], ballistische Mehrfach-Vorbeiflüge an NEOs [8], geschwindigkeitsoptimierte ballistische Transferbahnen [32], Parameterstudien zu Gravity-Assist Transfers [84], sowie Round-Trip Missionsanalysen [7]. Mit dem Einsatz neuer kontinuierlicher Niedrigschub-Triebwerke existiert eine weitere Gruppe von Transferbahnen, deren Entwurfsprozess sich erheblich von den impulsiven Bahnen unterscheidet, z.B. [24].

Der Begriff Missionsentwurf bezieht sich im folgenden auf die Auslegung einer Transferbahn von der Erdbahn zu einem Zielobjekt. In diesem Kapitel werden zunächst Methoden für den numerischen Entwurf von Missionsbahnen für drei verschiedene Anwendungen entwickelt, und zwar:

- impulsive Rendezvousbahnen (direkt und Gravity-Assist) zur Vorerkundung oder Bahnbeeinflussung von NEOs mittels nuklearer Sprengung,
- impulsive direkte Impaktbahnen zur Bahnbeeinflussung durch Projektilbeschuss, und
- kontinuierliche Niedrigschub-Rendezvousbahnen (direkt) zur Vorerkundung oder Bahnbeeinflussung von NEOs mittels nuklearer Sprengung.

Im Anschluss an eine Evaluierung dieser Missionsdesign-Programme werden sie zur Bestimmung von Transferbahnen zu den Modellobjekten eingesetzt, um die Erreichbarkeit der Kollisionsobjekte zu Zeiten eines geringen Antriebsbedarfs festzustellen und somit die Durchführbarkeit einer Kollisionsabwendung einzuschätzen. Abschließend erfolgt eine Diskussion der Ergebnisse.

### 6.1 Randbedingungen

Der Missionsentwurf erfolgt im heliozentrischen System und beschreibt die Flugbahn des RF vom Zeitpunkt des Verlassens der Erdeinflusssphäre ( $t_{Start}$ ) bis zum Erreichen des Zielobjekts ( $t_{Ziel}$ ). Dem geht der Einschuss des RF durch eine Trägerrakete in einen erdnahen Parkorbit vorweg, meist ein LEO (engl. „low Earth orbit“) oder GTO (engl. „geostationary transfer orbit“). Durch das Zünden einer chemischen Oberstufe gelangt das RF vom Parkorbit auf eine hyperbolische Fluchtbahn. Beim Verlassen der Erdeinflusssphäre werden die Positionen von RF und Erde als näherungsweise identisch betrachtet,  $\vec{r}_{T,Start} = \vec{r}_A$ . Aus der zu optimierenden heliozentrischen Geschwindigkeit  $\vec{v}_{T,Start}$  am Anfang der Transferellipse und der Geschwindigkeit der Erde beim Start folgt die sogenannte hyperbolische Überschussgeschwindigkeit

$$v_{\infty} = |\vec{v}_{T,Start} - \vec{v}_A| . \quad (6.1)$$



Sie entspricht der Geschwindigkeit auf einer Hyperbel im Unendlichen bei der Flucht von einer elliptischen Erdumlaufbahn. Häufig wird auch die Startenergie  $C3$  genannt, die als  $C3 = v_{\infty}^2$  definiert ist. Aus  $v_{\infty}$  folgt für die große Halbachse der geozentrischen Hyperbel

$$a_{Hyperbel} = \frac{\mu_{\oplus}}{C3} . \quad (6.2)$$

Der Übergang vom Parkorbit auf die Hyperbel erfolgt energetisch optimal im Perigäum durch eine Geschwindigkeitsänderung

$$\Delta v_{Start} = v_{Hyperbel, Peri} - v_{LEO / GTO, Peri} . \quad (6.3)$$

Die Perigäumsgeschwindigkeit entlang der Hyperbel ist

$$v_{Hyperbel, Peri} = \sqrt{\frac{2\mu_{\oplus}}{r_{peri}} + C3} , \quad (6.4)$$

und die durchschnittliche von der Einschussbahn abhängige Geschwindigkeit im Perigäum eines GTO ( $r_{peri} = 6.985 \text{ km}$ ) beträgt  $9.917 \text{ m/s}$  bzw. in einem LEO ( $r_{peri} = 6.563 \text{ km}$ )  $7.793 \text{ m/s}$ . Damit folgt für den Antriebsbedarf beim Start

$$\begin{aligned} \Delta v_{Start, LEO} &= \sqrt{121,47 \text{ km}^2/\text{s}^2 + C3} - 7,793 \text{ km/s} \text{ bzw.} \\ \Delta v_{Start, GTO} &= \sqrt{114,57 \text{ km}^2/\text{s}^2 + C3} - 9,917 \text{ km/s} . \end{aligned} \quad (6.5)$$

Nachfolgend bezeichnet der Begriff Rendezvous die Annäherung eines RF mit dem Zielobjekt für eine gegen Null gehende Relativgeschwindigkeit. Der Antriebsbedarf für das Rendezvousmanöver mit einem Asteroiden oder Kometen bzw. die Einschlagsgeschwindigkeit für den Projektilbeschuss folgt dann aus der Differenz der Geschwindigkeitsvektoren von Zielobjekt und Transferbahn zum Zeitpunkt  $t_{Ziel}$

$$\Delta v_{Ziel} = |\vec{v}_{T, Ziel} - \vec{v}_{NEO}| . \quad (6.6)$$

Das beschriebene Vorgehen liefert den Antriebsbedarf für ballistische Transferellipsen. Für Transfers mit Gravity-Assist Manövern und/oder Deep-Space Manövern entsteht ein zusätzlicher Antriebsbedarf (Kap. 6.3). Die Bestimmung des Antriebsbedarfs kontinuierlicher Niedrigschubtransfers erfolgt durch eine andere Methode in Kapitel 6.5.

Um CPU-Rechenzeit zu sparen, erfolgt zunächst für jedes Modellobjekt eine Abschätzung des Antriebsbedarfs für eine Rendezvousbahn. Daraus kann geschlossen werden, ob das Objekt mit einem RF mit chemischem Antrieb direkt, mit Hilfe eines Gravity-Assists oder eventuell nur durch RF mit kontinuierlichem Antrieb erreichbar ist. Aufgrund dieser Vorausswahl erfolgt später die detaillierte Transferbahnberechnung. Unabhängig davon erfolgt für jedes Objekt die Bestimmung impulsiver Impaktbahnen (Kap. 6.4).

Für die Abschätzung wird angenommen, dass sich das RF auf einer mit der Erdbahn identischen Bahn befindet. Die Phasenlagen von RF und Zielobjekt finden keine Berücksich-

tigung, so dass die Lösung einen idealen Antriebsbedarf darstellt. Mit dem ersten Manöver wird das Aphel der RF-Bahn auf das Aphel des Zielobjekts angehoben

$$v_{\infty} = v_{T,peri} - v_A = \sqrt{\frac{2\mu_{Sun}}{r_A} - \frac{\mu_{Sun}}{a_T}} - \sqrt{\frac{\mu_{Sun}}{r_A}}, \quad (6.7)$$

mit der großen Halbachse der Transferellipse  $a_T = (r_A + Q_{NEO})/2$ . Es wird weiter angenommen, dass der Start vom LEO erfolgt. Aus  $C3 = v_{\infty}^2$  und Gleichung (6.5) folgt der Antriebsbedarf für den Start  $\Delta v_{Start,LEO}$ . Durch das zweite Manöver werden das Perihel und die Inklination der Transferbahn geändert

$$\Delta v_2 = \sqrt{v_{2,beginn}^2 + v_{2,ende}^2 - 2v_{2,beginn}v_{2,ende}\cos i_{NEO}}. \quad (6.8)$$

Darin bezeichnen  $v_{2,beginn}$  bzw.  $v_{2,ende}$  die Geschwindigkeiten auf der Transferbahn zu Beginn bzw. Ende des Manövers

$$v_{2,beginn} = \sqrt{\frac{2\mu_{Sun}}{Q_{NEO}} - \frac{\mu_{Sun}}{a_T}} \text{ bzw. } v_{2,ende} = \sqrt{\frac{2\mu_{Sun}}{Q_{NEO}} - \frac{\mu_{Sun}}{a_{NEO}}}. \quad (6.9)$$

Der gesamte Antriebsbedarf ist

$$\Delta v_{Rendezvous,min} = \Delta v_{Start,LEO} + \Delta v_2. \quad (6.10)$$

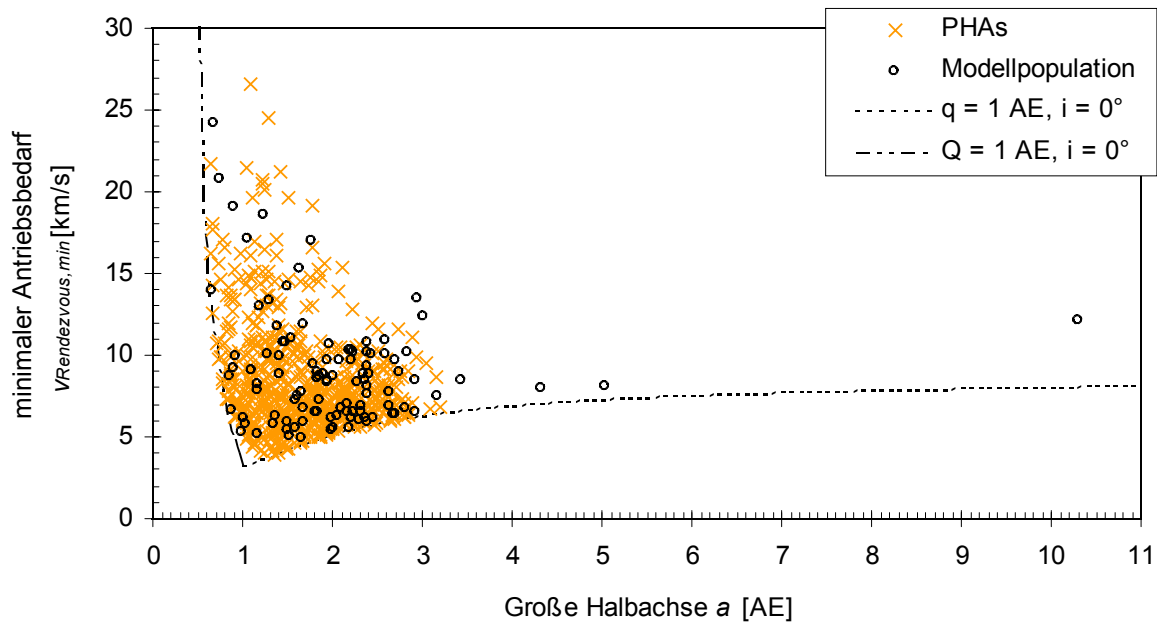


Abb. 6.1: Minimaler Antriebsbedarf (Start von LEO) für ein Rendezvous mit den Modellobjekten und den bekannten PHAs als Funktion der großen Halbachse. Exzentrizität und Inklination bewirken einen erhöhten Antriebsbedarf im Vergleich zum Ideal (Punkt-Linie und Strich-Punkt-Punkt-Linie).

Für Zielbahnen mit geringer Aphelentfernung ist es zum Teil energiesparender, die Inklinationsänderung gemeinsam mit dem ersten Manöver durchzuführen. Das Vorgehen ist analog, so dass die Gleichungen nicht explizit beschrieben werden. Es werden beide Möglichkeiten berechnet und die energieärmere Lösung verwendet. In Abbildung 6.1 ist

$\Delta V_{\text{Rendezvous,min}}$  für ein Rendezvous mit den 105 Modellobjekten dargestellt. Das Diagramm zeigt zum Vergleich auch den Antriebsbedarf zum Erreichen der bekannten PHA-Population aus [73]. Es werden keine deutlichen Unterschiede zwischen den beiden Populationen festgestellt, außer dass für  $a > 4$  AE keine PHAs bekannt sind, während zwei Modellkometen und ein Modellasteroid ein größeres  $a$  besitzen. Das Diagramm zeigt außerdem zwei Einhüllende, die das absolute Minimum des interplanetaren Antriebsbedarfs als Funktion der großen Halbachse darstellen. Dabei ist  $i = 0^\circ$  und für  $a < 1$  AE ist  $Q = 1$  AE bzw. für  $a > 1$  AE ist  $q = 1$  AE, so dass nur ein Manöver zum Absenken des Perihels bzw. zum Anheben des Aphels notwendig ist.

In Kapitel 5.1 wurde gezeigt, dass bei chemischen Antrieben für  $\Delta v > 8$  km/s das Verhältnis aus Nutzlastmasse zu Startmasse (ca. 25 t in LEO) kleiner 5 % ist. Für  $\Delta v > 10$  km/s entspricht die Summe aus Triebwerksmasse, Tank und Treibstoff nahezu der Startmasse, so dass chemisch angetriebene RF mit einem größeren Antriebsbedarf unrealistisch sind. Direkte Rendezvous-Transfers mit chemischen Antrieben können somit zu weniger als 44% der Modellobjekte und 58% der PHAs unternommen werden (für  $\Delta v < 8$  km/s). Mit Hilfe eines Gravity-Assists (GA) an einem Planeten kann Bahnenergie gewonnen und somit die Anzahl erreichbarer Objekte vergrößert werden. Die erzielbaren Geschwindigkeitszuwächse werden in Kapitel 6.3 diskutiert. GA-Fluggelegenheiten sind jedoch seltener als direkte Transfers, da die Phasenlagen von Erde, GA-Planet und Zielobjekt berücksichtigt werden müssen. Unter Umständen existiert innerhalb des untersuchten Zeitfensters keine GA-Transfermöglichkeit oder der Antriebsbedarf ist trotz GA zu hoch für einen chemischen Antrieb. In diesen Fällen werden kontinuierliche Niedrigschub-Transferbahnen untersucht.

Für alle Transfertypen wird angenommen, dass der frühestmögliche Startzeitpunkt drei Jahre nach dem Zeitpunkt der Objektentdeckung ist. Innerhalb der drei Jahre müssen eine Nachfolgebeobachtung, die Missionsanalyse, die Fertigstellung des RF und die Bereitstellung einer Trägerrakete erfolgen. Der späteste Zielzeitpunkt wird aufgrund des rapide ansteigenden Antriebsbedarfs zur NEO-Bahnbeeinflussung mit einem Jahr vor der Kollision mit der Erde angenommen. Es wird eine maximale Transferdauer  $t_{\text{tof,max}} = 7$  a festgelegt. Mit zunehmender Dauer verringert sich die Erfolgsaussicht der Mission, da die RF-Subsysteme einer permanenten Degradation unterliegen. Eine obere Grenze für die Missionsdauer existiert zwar nicht, z.B. sind die Voyager-Sonden seit 28 Jahren im Einsatz. Um eine akzeptable CPU-Rechenzeit zu erhalten, muss jedoch eine Beschränkung erfolgen. Wird innerhalb des Zeitraums für ein Objekt keine Lösung gefunden, so kann der Zeitraum entsprechend vergrößert werden. Es wird außerdem eine minimale Transferzeit festgelegt, die der halben Hohmanntransferzeit entspricht

$$t_{\text{tof,min}} = \frac{1}{2} t_{\text{tof,Hohmann}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{a_T^3}{\mu_{\text{sun}}}}. \quad (6.11)$$

Das Zeitfenster zu untersuchender Transfers ist im Falle einer frühen Entdeckung sehr groß (ca. 50 Jahre), so dass eine Diskretisierung erfolgen muss. Die Zeitschrittweiten für Start- bzw. Zielzeitpunkt entsprechen  $1/12$  der Umlaufdauer der Erde bzw. des Zielobjekts. Der entstehende Diskretisierungsfehler im Gesamtantriebsbedarf ist in den meisten Fällen kleiner als 100 m/s. Für eine detaillierte Missionsplanung ist deshalb eine kleinere Schrittweite empfehlenswert.

## 6.2 Impulsive direkte Rendezvousbahn

Der einfachste Transfer von der Erdbahn zu einem Modellobjekt oder z.B. einem Gravity-Assist-Planeten gestaltet sich entlang einer ballistischen Bahn. Sind zu einem Zeitpunkt  $t_1$  der Ortsvektor des Startobjektes  $\vec{r}_1$  und zum Zeitpunkt  $t_2$  der des Zielobjektes  $\vec{r}_2$  bekannt, so handelt es sich um ein so genanntes Gauß- oder Lambert-Problem, und es können die Geschwindigkeitsvektoren  $\vec{v}_1$  und  $\vec{v}_2$  auf der Transferellipse bestimmt werden. Aus der Differenz beider Zeiten folgt die Transferzeit  $t_{\text{tof}} = t_2 - t_1$ . Die Start- und Zielpositionen werden aus den zu einem beliebigen Zeitpunkt bekannten Ephemeriden durch die Mehrkörper-Integration mit RA15 gefunden. Die Berechnung der Transferellipse erfolgt mit Hilfe der universellen Variablen und wird im Folgenden kurz beschrieben.

Um eine geeignete Transferellipse zu finden, wird der Parameter  $z = (\Delta E)^2$  als Argument der Iteration gewählt.  $\Delta E$  bezeichnet die Differenz der exzentrischen Anomalien  $E_2$  und  $E_1$ , zugehörig zu den Vektoren  $\vec{r}_2$  und  $\vec{r}_1$  (für eine Beschreibung von  $E$  siehe Anhang A). Abbildung 6.2 zeigt ein typisches Transferzeit –  $z$  – Diagramm. Für den Transfer entlang eines Teilabschnittes einer Ellipse existiert genau eine Lösung für die Transferzeit, siehe Intervall  $0 \leq z < (2\pi)^2$ . Umläuft das Raumfahrzeug die Transferellipse ein- oder mehrfach vor dem eigentlichen Zusammentreffen mit dem Zielobjekt (engl. „multiple encounter“), so existieren weitere mögliche Transferellipsen. In dem dargestellten Intervall  $(2\pi)^2 \leq z < (4\pi)^2$  gibt es zwei Lösungen für einen einfachen Umlauf.

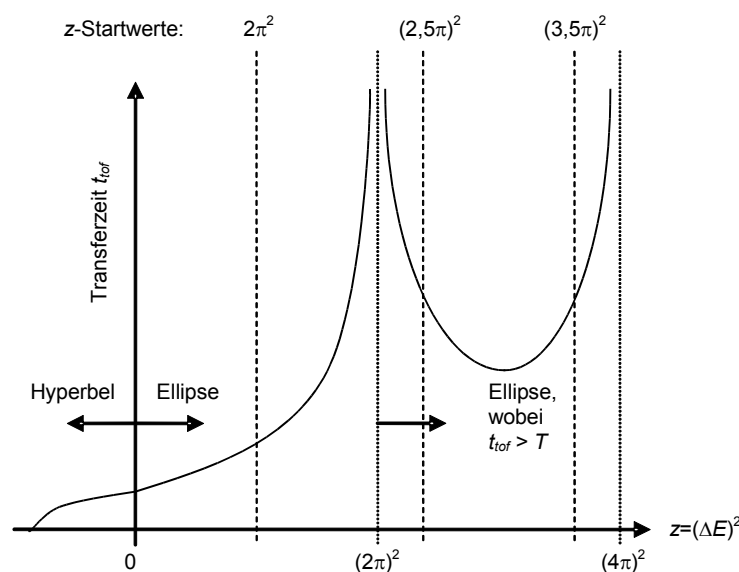


Abb. 6.2: Typisches Transferzeit –  $z$  – Diagramm nach [5].

Es wird der entlang der Flugrichtung eingeschlossene Winkel

$$\Delta\theta = \angle(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \text{ mit } 0 \leq \Delta\theta \leq 2\pi \quad (6.12)$$

bestimmt und der Parameter  $A$  berechnet [5]

$$A = \frac{\sqrt{r_1 r_2} \sin \Delta\theta}{\sqrt{1 - \cos \Delta\theta}}. \quad (6.13)$$

Aus einem gegebenen  $z$  werden die folgenden Variablen bestimmt [5]

$$C = \frac{1 - \cos \sqrt{z}}{z} \text{ und } S = \frac{\sqrt{z} - \sin \sqrt{z}}{\sqrt{z^3}}, \quad (6.14)$$

$$y = r_1 + r_2 - A(1 - zS)/\sqrt{C}, \quad (6.15)$$

$$x = \sqrt{y/C}. \quad (6.16)$$

Damit kann die Transferzeit entlang dieser Schätzellipse aus [5]

$$t = \frac{x^3 S + A \sqrt{y}}{\sqrt{\mu_{Sun}}}. \quad (6.17)$$

bestimmt werden. Falls die berechnete Transferzeit  $t_k(z_k)$  von der erforderlichen Zeit  $t_{tof}$  um mehr als fünf Minuten abweicht, so wird die Berechnung mit einem neuen  $z_{k+1}$  wiederholt. Dieses  $z_{k+1}$  wird mittels Newtonschem Näherungsverfahren

$$z_{k+1} = z + \frac{t_{tof} - t_k}{\left. \frac{dt}{dz} \right|_{z=z_k}} \quad (6.18)$$

gefunden. Dabei sind [5]

$$\frac{dt}{dz} = \left( x^3 \left( \dot{S} - \frac{3S\dot{C}}{2C} \right) + \frac{A}{8} \left( \frac{3S\sqrt{y}}{C} + \frac{A}{x} \right) \right) \frac{1}{\sqrt{\mu_{Sun}}}, \text{ mit} \quad (6.19)$$

$$\dot{C} = \frac{1 - zS - 2C}{2z} \text{ und } \dot{S} = \frac{C - 3S}{2z}. \quad (6.20)$$

Wird das Konvergenzkriterium  $|t_{tof} - t_k| \leq 5 \text{ min}$  erfüllt, so werden die Geschwindigkeitsvektoren am Anfang und Ende der Transferellipse berechnet [5]

$$\vec{v}_1 = \frac{\vec{r}_2 - (1 - y/r_1)\vec{r}_1}{A\sqrt{y/\mu_{Sun}}} \text{ und } \vec{v}_2 = \frac{(1 - y/r_2)\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{A\sqrt{y/\mu_{Sun}}}. \quad (6.21)$$

Die Berechnung wird für jedes Start-Ziel-Zeitfenster insgesamt dreimal gestartet und erfolgt in den Intervallen  $0 \leq z < 4\pi^2$ ,  $4\pi^2 \leq z < 10\pi^2$  und  $10\pi^2 \leq z < 16\pi^2$ . Das erste Intervall steht für den direkten Transfer z.B. auf einer Halbellipse, die anderen beiden für einen Transfer nach einfachem Sonnenumlauf. Um eine geringe Transferzeit zu erzielen und die Rechenzeit zu

begrenzen, wird auf die Berücksichtigung von Transfers mit zwei- und mehrfachem Sonnen-umlauf verzichtet. Die berücksichtigten Intervalle mit den jeweiligen Startwerten für  $z$  sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

Nach der Iteration ist die Transferbahn hinreichend bestimmt und der Antriebsbedarf für Start und Rendezvous wird berechnet, oder es finden weitergehende Betrachtungen zu komplexeren Transfers statt (s. Kap. 6.3). Es muss betont werden, dass die gefundene Trajektorie für das Zweikörperproblem Sonne-RF gilt und keine weiteren Störeinflüsse berücksichtigt. Für eine genauere Bestimmung muss die gefundene Bahn auf auftretende Störeinflüsse untersucht und der zusätzliche Antriebsbedarf zur Kompensation dieser Kräfte bestimmt werden. Typischerweise ist dieser Antriebsbedarf für Bahnkorrekturmanöver interplanetarer Sonden zwischen 5 m/s (NEAR-Mission zu Eros) und 100 m/s (Mars Pathfinder) [32], so dass durch die Zweikörperbetrachtung kein signifikanter Fehler entsteht. Generell wird für RF-Missionen eine Treibstoffreserve von ca. 5% empfohlen, um Fehler in der Auslegung oder Kontrolle der Bahn zu kompensieren.

### 6.3 Impulsive Rendezvousbahn mit Gravity-Assist

Der Gravity-Assist (GA, auch als Swing-by oder Fly-by bezeichnet) ist ein interplanetares Manöver, bei dem ein RF durch den gezielten Vorbeiflug an einem Planeten, Mond oder Kleinplaneten Bahnstörungen infolge der Gravitation und somit eine Änderung der Bahnenergie erfährt. Zur Veranschaulichung des GA-Problems werden häufig zwei Koordinatensysteme bemüht: das heliozentrische zur Darstellung der elliptischen RF-Bahn von Startplanet zu GA-Planet und schließlich zu Zielobjekt, sowie das GA-planetenfeste System zur Darstellung der hyperbolischen RF-Bahn innerhalb der Einflussosphäre des GA-Planeten. Die Geschwindigkeiten entlang der Hyperbel sind bei Ein- und Austritt aus der Planeteneinflussosphäre betragsmäßig gleich. Sie folgen aus den heliozentrischen Geschwindigkeitsvektoren von RF und GA-Objekt und werden als hyperbolische Überschussgeschwindigkeiten  $v_\infty$  bezeichnet. Diese Überschussgeschwindigkeit und der Überflughradius des RF über dem GA-Objekt entscheiden über die Form der Hyperbel und somit über die Drehung des Geschwindigkeitsvektors entlang der Hyperbelbahn. Für eine Illustration siehe z.B. [98].

Ogleich der Aufenthalt des RFs in der Einflussosphäre des GA-Objektes eine endliche Dauer besitzt, wird dieses Ereignis vereinfachend als momentan modelliert. Die heliozentrischen Ortsvektoren des RFs bei Ein- und Austritt in den GA sowie der Ortsvektor des GA-Objektes sind dann identisch und es genügt eine analytische Beschreibung des Hyperbelflugs.

Um eine geeignete Eingangsgeometrie für den Gravity-Assist zu gewähren, ist es sinnvoll ein Deep-Space-Manöver (DSM) durchzuführen, häufig auch als bi-elliptischer Transfer bezeichnet. Wird die Transferbahn zu einem Zeitpunkt vor dem GA geringfügig korrigiert, so wird dafür zumeist eine wesentlich geringere Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v$  benötigt als für ein entsprechendes schubunterstütztes GA-Manöver (engl. „powered GA“). Die oben betrachtete Missionsbahn wird deshalb in insgesamt drei Transferellipsen unterteilt: Start  $\rightarrow$  DSM, DSM  $\rightarrow$  GA und GA  $\rightarrow$  Ziel. Das DSM wird am energiegünstigsten im Aphel der Ellipse Start  $\rightarrow$  DSM durchgeführt [130]. Abbildung 6.3 zeigt diesen Zusammenhang für

einen Gravity-Assist an der Erde (EGA). Ohne DSM muss beim schubunterstützten GA die Umlaufdauer der Transferellipse zum EGA ein ganzzahliges Vielfaches der Erdumlaufdauer betragen und ist somit wenig flexibel (Abb. 6.3 rechts). Mit DSM ist die Umlaufdauer der Transferellipse frei wählbar, so dass der EGA vor oder nach dem Durchlaufen des Perihels stattfinden kann (Abb. 6.3 links).

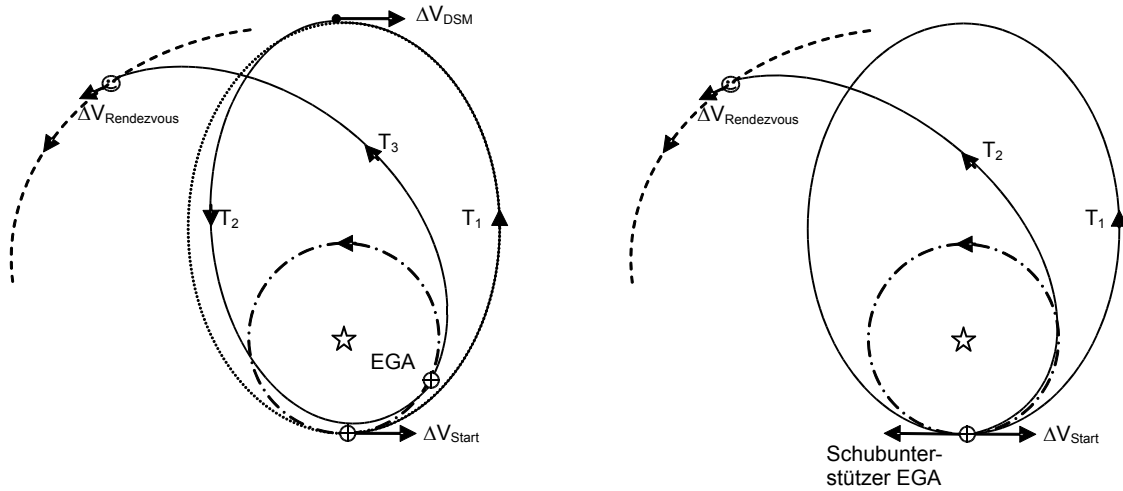


Abb. 6.3: Zur Erklärung von Gravity-Assist und Deep-Space Manöver: (links) Start von Erde auf  $T_1$ , DSM von  $T_1$  auf  $T_2$ , GA an Erde (EGA) und Rendezvous mit Zielobjekt, (rechts) Start von Erde auf  $T_1$ , Schubunterstützter EGA und Rendezvous mit Zielobjekt.

Im Folgenden werden die für die Berechnung der Missionsbahn benötigten Gleichungen für den DSM-GA-Transfer anhand eines einfach-GA-Transfers hergeleitet. Die Erweiterung um zusätzliche GAs ist äquivalent dazu. Dabei erhöht sich die Anzahl der zu bestimmenden Transferellipsen. Das erstellte Programm ermöglicht zwar die Berechnung von bis zu drei GAs, die Anzahl der Rechenoperationen steigt jedoch exponentiell an, da dann neben den Start- und Zielzeitpunkten auch die GA-Zeitpunkte iteriert werden. Das Finden eines energieoptimalen Mehrfach-GA-Transfers erfordert zudem eine genaue Voranalyse der zu beteiligten GA-Planeten, die im Falle der großen Anzahl von Modellobjekten nicht möglich ist. Eine Betrachtung von Mehrfach-GAs erfolgt deshalb nur in Ausnahmefällen, z.B. zur Evaluierung des Programms.

Es wird zunächst die dritte Transferellipse  $T_3$  (Abb. 6.3 links) mit Hilfe der zu den iterierenden Zeitpunkten bekannten Ephemeriden von Ziel- und GA-Objekt aus dem oben beschriebenen Gauß-Algorithmus bestimmt, um die GA-Austrittsgeometrie abzuleiten. Es liegen dann die Positionen und Geschwindigkeiten am Anfang (Index  $T3,GA$ ) und Ende (Index  $T3,NEO$ ) von  $T_3$  vor, so dass für die Annäherung an das Zielobjekt zum Zeitpunkt  $t_{Ziel}$  die Relativgeschwindigkeit für einen nahen Vorbeiflug oder Impakt bzw. der Geschwindigkeitsbedarf für ein Rendezvousmanöver folgt

$$\Delta \vec{v}_2 = \vec{v}_{NEO} - \vec{v}_{T3,NEO} \quad (6.22)$$

Die heliozentrische RF-Geschwindigkeit beim Verlassen des GA-Objektes folgt aus der Vektorsumme von heliozentrischer Planetengeschwindigkeit und Hyperbelgeschwindigkeit des RFs beim Verlassen der Planeten-Einflusssphäre. Diese hyperbolische Überschuss-

geschwindigkeit ist laut Energieerhaltung betragsmäßig gleich der Überschussgeschwindigkeit beim Eintritt

$$v_{\infty} = |\vec{v}_{\infty, out}| = \vec{v}_{T3, GA} - \vec{v}_{GA-Objekt} = |\vec{v}_{\infty, in}|. \quad (6.23)$$

Durch den Gravity-Assist kann eine maximale heliozentrische Geschwindigkeitsänderung von [5]

$$\Delta v_{GA, max} = \frac{2v_{\infty}}{1 + r_{min}v_{\infty}^2/\mu_{GA-Objekt}} \quad (6.24)$$

erreicht werden.  $v_{\infty}$  ist wie gezeigt durch die Lage von GA-Planet und Zielobjekt festgelegt. Der minimale Überflugradius  $r_{min}$  folgt aus dem Radius des GA-Objektes, der Höhe einer eventuell vorhandenen Atmosphäre und einem Sicherheitsabstand. Abbildung 6.4 zeigt den maximal möglichen Geschwindigkeitszuwachs durch einen GA an den inneren Planeten, Jupiter und dem größten Asteroiden, Ceres. Dabei wird  $r_{min}$  dem Radius des GA-Objektes gleichgesetzt. Um den Unterschied zu realistischen Überflughöhen zu quantifizieren, wird  $r_{min}$  im Falle eines GAs an der Erde um eine Höhe von etwa 400 km vergrößert. Dabei wird ein um 1 - 4 % geringeres  $\Delta v_{GA, max}$  erreicht als beim „kratzenden“ Vorbeiflug (engl. „grazing encounter“). Die untere Grenze von 1% gilt für  $v_{\infty} < 4$  km/s. Die Überflughöhe ist demnach kein energiekritischer Parameter und somit nicht Gegenstand einer Optimierung. Im Programm ist  $r_{min} = R_{GA-Planet} + 400$  km.

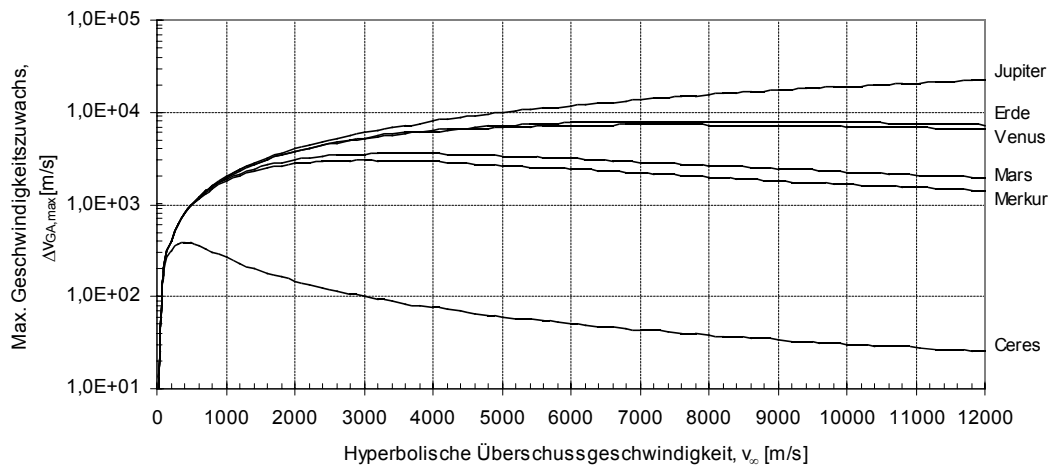


Abb. 6.4: Theoretisch maximal erreichbarer Geschwindigkeitszuwachs beim Gravity-Assist an den inneren Planeten, Jupiter und Ceres als Funktion der hyperbolischen Überschussgeschwindigkeit. Die minimale Überflughöhe wurde Null gesetzt (Perizentrum entspricht Planetenradius).

Nach Abbildung 6.4 wird durch einen GA an einem Kleinplaneten wie z.B. Ceres nur eine sehr geringe Geschwindigkeitsänderung erzielt. In der Regel ist der Antriebsbedarf zum Erreichen des Kleinplaneten größer als der Antriebsgewinn, so dass diese Option keine weitere Betrachtung erfährt.

Ein Jupiter-GA (JGA) ist nur sinnvoll für Transfers zu Objekten, deren Aphel außerhalb der Jupiterbahn liegt, da andernfalls der Energiebedarf zum Erreichen von Jupiter größer ist als



der zum Erreichen des Objekts. Nur drei Modellkometen und drei Modellasteroiden erfüllen dieses Kriterium. Ein GA an weiter entfernten Planeten ist nicht zweckmäßig.

Etwa 85% der Modellobjekte besitzen ein Aphel größer 1,52 AE und eignen sich deshalb für einen Transfer mit Mars-GA (MGA). Dabei sollte der MGA nahe der Schnittlinie von Mars- und Zielbahn erfolgen, um eine effiziente Rotation der Bahnebene zu erreichen [25]. Infolge der Bahnneigung von Mars um ca. 2° erfolgt ein energiearmer Transfer bei einem RF-Anflug in der Ekliptik und dem GA auf der Mars-Knotenlinie. Aufgrund dieser beiden Phaseneinschränkungen und dem geringeren Potential des MGA im Vergleich zum EGA wird auf eine Untersuchung von MGAs zu Gunsten der EGAs verzichtet.

EGAs können auf alle Objekte angewandt werden und sind deshalb Hauptgegenstand dieser Untersuchung. In Abhängigkeit vom zu erreichenden Aphel existiert ein optimales Verhältnis aus Erdumläufen zu RF-Umläufen im Zeitraum zwischen Start und EGA. Dieses Verhältnis ist 4:3 für  $1,6 \text{ AE} < Q_{\text{NEO}} < 2,4 \text{ AE}$ , 3:2 für  $2,4 \text{ AE} < Q_{\text{NEO}} < 4,3 \text{ AE}$ , 2:1 für  $4,3 \text{ AE} < Q_{\text{NEO}} < 7,2 \text{ AE}$ , 3:1 für  $7,2 \text{ AE} < Q_{\text{NEO}} < 10,8 \text{ AE}$  und 4:1 für  $10,8 \text{ AE} < Q_{\text{NEO}}$  [130]. Für  $Q_{\text{NEO}} < 1,6 \text{ AE}$  kann ein 1:1 EGA erfolgen, der jedoch energieaufwendiger als ein direkter Transfer ist. Für alle EGA-Varianten ist ein DSM innerhalb des ersten RF-Umlaufs im Aphel vorgesehen. Abweichungen von den ganzzahligen Verhältnissen sind somit möglich und tragen zu einer größeren Missionsflexibilität bei.

Im Gegensatz zu MGA und JGA ist ein GA an Merkur oder Venus (VGA) nur für ein Objekt sinnvoll, dessen Perihel innerhalb der entsprechenden Planetenbahn liegt. Merkur-GAs werden aufgrund der Merkur-Inklination von ca. 7°, dem geringen GA-Potential und dem kleinen Anteil in Frage kommender Modellobjekte (< 10%) nicht untersucht. Die Venusbahn ist zwar um ca. 3,5° inkliniert, der durch die Phasenlage entstehende Nachteil wird allerdings durch die kurze Flugdauer von Erde zu Venus ausgeglichen. Da nur ca. 40% der Modellobjekte VGA-geeignet sind und der zu 100% verfügbare EGA ein vergleichbares Energiepotential besitzt (Abb. 6.4), wird der VGA im Folgenden nicht weiter betrachtet, um somit auch CPU-Rechenzeit zu sparen. VGAs sollten jedoch unbedingt in der Missionsplanung bei einer realen NEO-Gefahr Berücksichtigung finden, da sie zu einer größeren Missionsflexibilität beitragen.

Nach dem Finden der Transferellipse  $T_3$  liegt die hyperbolische Überschussgeschwindigkeit vor, und der maximale Geschwindigkeitszuwachs wird aus (6.24) bestimmt. Damit kann die dem GA vorangehende Transferbahn  $T_2$  bestimmt werden. Der heliozentrische Geschwindigkeitsvektor entlang  $T_2$  beim Eintritt in die GA-Einflusssphäre ist

$$\vec{v}_{T_2, \text{GA}} = \vec{v}_{T_3, \text{GA}} - \Delta \vec{v}_{\text{GA}} . \quad (6.25)$$

Abbildung 6.5 zeigt die Kugelschar aller in Frage kommenden Vektoren  $\Delta \vec{v}_{\text{GA}}$  und die ihnen zugehörigen Vektoren  $\vec{v}_{T_2, \text{GA}}$ , exemplarisch mit dem Index k dargestellt. Alle diese Paare führen auf die mit  $\vec{v}_{T_3, \text{GA}}$  bezeichnete Transferellipse  $T_3$ . Der Vektor  $\Delta \vec{v}_{\text{GA}}$  ist vom Kugelmittelpunkt nach außen gerichtet und ist betragsmäßig maximal  $\Delta v_{\text{GA}, \text{max}}$ , was dem Kugelradius entspricht. Die Wahl eines geeigneten Eingangsvektors  $\vec{v}_{T_2, \text{GA}}$  kann erheblich eingeschränkt werden. Dazu wird angenommen, dass  $\vec{v}_{T_2, \text{GA}}$  in der Ebene liegt, die durch den Ursprung des heliozentrischen Koordinatensystems, den Massenschwerpunkt des Startpla-

neten (Erde) zum Startzeitpunkt  $\vec{r}(t_{Start})$  und den Massenschwerpunkt des GA-Planeten zum GA-Zeitpunkt  $\vec{r}_{GA-Objekt}(t_{GA})$  aufgespannt wird. Jede Transferbahn außerhalb dieser Ebene erfordert einen zusätzlichen Antriebsbedarf zur Änderung der Bahnneigung und entspricht somit nicht dem Kriterium der minimalen Energie. Der Normaleneinheitsvektor der Transferebene ist

$$\vec{n}_0 = \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} \quad \text{mit} \quad \vec{n} = \vec{r}(t_{Start}) \times \vec{r}_{GA-Objekt}(t_{GA}) . \quad (6.26)$$

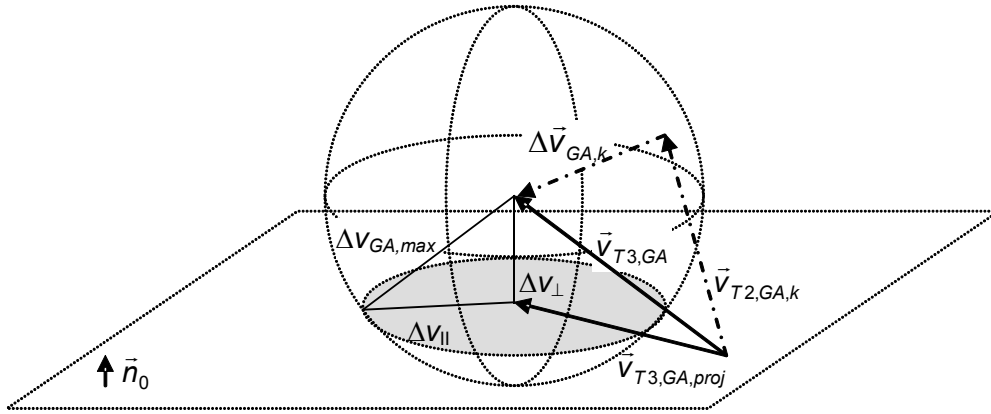


Abb. 6.5: Kugelschar aller Eingangstrajektorien  $v_{T2,GA}$  in einen Gravity-Assist, die auf eine vorgegebene Austrittstrajektorie  $v_{T3,GA}$  führen. Der Index  $k$  bezeichnet exemplarisch ein mögliches Paar von Vektoren. Im Schnittkreis von  $n_0$  und der Kugel befinden sich die energetisch günstigsten Trajektorien von Start-Planet zu GA-Objekt.

Es wird nach der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{T2,GA}$  innerhalb des Schnittkreises (s. Abb. 6.5) gesucht, für die der Gesamtantriebsbedarf für den Start von LEO  $\Delta v_{Start}$  und für das DSM  $\Delta v_{DSM}$  minimal ist. Dazu wird ausgehend von  $\vec{v}_{T2,GA}$  und  $\vec{r}_{T2,GA} = \vec{r}_{GA-Objekt}$  die RF-Bahn vom Zeitpunkt des GAs bis zum DSM-Zeitpunkt rückwärts integriert, so dass  $\vec{r}_{T2,DSM}$  und  $\vec{v}_{T2,DSM}$  bekannt sind. Schließlich erfolgt die Bestimmung der Transferbahn von Startplanet zu DSM aus der Lösung des Gauß-Problems. Danach sind die Positions- und Geschwindigkeitsvektoren entlang von  $T_1$  bekannt und der Antriebsbedarf für den Start wird aus den Gleichungen (6.1) und (6.5) bestimmt. Der Antriebsbedarf für das DSM folgt aus

$$\Delta \vec{v}_{DSM} = \vec{v}_{T2,DSM} - \vec{v}_{T1,DSM} . \quad (6.27)$$

Durch den GA wird die Bahnneigung des RF geändert. Die zur Änderung der Inklination erforderliche Bahnänderung steht senkrecht zur Eintrittsgeschwindigkeit und folgt aus der Projektion der Austrittsgeschwindigkeit in die Schnittebene

$$\Delta \vec{v}_\perp = \vec{v}_{T3,GA} - \vec{v}_{T3,GA,proj} = (\vec{v}_{T3,GA} \cdot \vec{n}_0) \vec{n}_0 . \quad (6.28)$$

Ist  $\Delta v_\perp > \Delta v_{GA,max}$ , so wird die Routine an dieser Stelle abgebrochen, da das  $\Delta v$  für die notwendige Inklinationsänderung durch den GA nicht erreicht werden kann. An dieser Stelle könnte auch ein schubunterstützter GA den notwendigen zusätzlichen Antriebsbedarf aufbringen.

Ist der GA-Antriebsgewinn groß genug für die geforderte Inklinationsänderung, so wird nach dem energetisch günstigsten Transfer von Startobjekt über DSM zu GA-Objekt gesucht. Aus Abbildung 6.5 folgt der Suchradius des Schnittkreises

$$\Delta v_{ll,max} = \sqrt{\Delta v_{GA,max}^2 - \Delta v_{\perp}^2} . \quad (6.29)$$

Bei der Suche wird zunächst heuristisch vorgegangen, indem der Schnittkreis mit der Lösungsmenge für die Eintrittsgeschwindigkeit in 100 diskrete Punkte entlang einer Archimedischen Spirale unterteilt wird. Jeder dieser 100 Vektoren  $\vec{v}_{T2,GA}$  dient zur Berechnung von 100 Transferbahnen zwischen dem Startobjekt und dem GA-Manöver. Aufgrund der vielfältigen Gestalt der Transferbahnen T1 und T2 weist die Funktion der Antriebsbedarfe teilweise ein einzelnes Minimum wie in Abbildung 6.6 links auf, oder besitzt mehrere lokale Minima wie in der rechten Abbildung gezeigt.

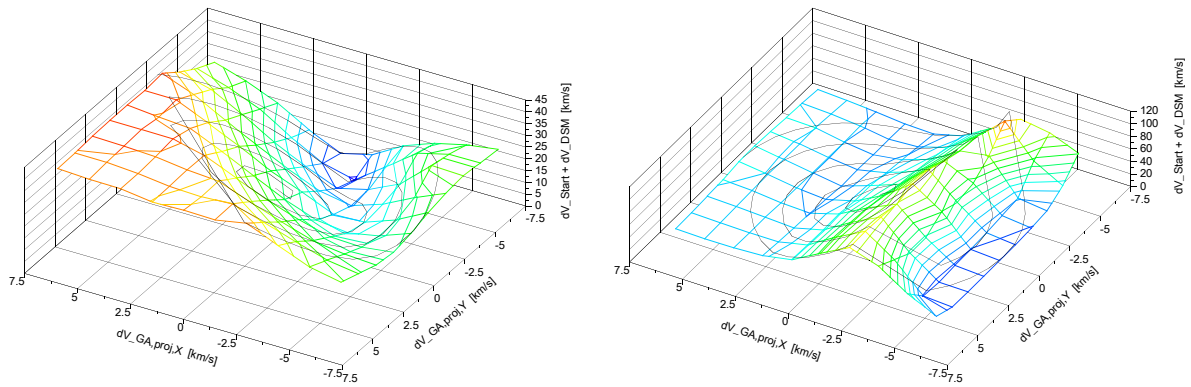


Abb. 6.6: Antriebsbedarf über einer Archimedes-Spirale am Beispiel eines EGA-Transfers zu 433 Eros für zwei verschiedene Zeitfenster. Der Suchradius  $\Delta v_{ll,max}$  beträgt in beiden Fällen ca. 7,5 km/s. Anmerkung: das Netz außerhalb der Spirale entstand durch Interpolation und gibt nicht den tatsächlichen Verlauf wieder.

Aufgrund der Ergebnisse aus der heuristischen Berechnung wird ein Verfahren zur schnelleren und genaueren Berechnung des Minimums gesucht. Das Optimierungsproblem besteht in der Minimierung des Antriebsbedarfs durch Variation von  $\vec{v}_{T2,GA}$ , welches eine Funktion von zwei Veränderlichen  $\Delta v_{ll,x}$  und  $\Delta v_{ll,y}$  ist. Die Nebenbedingung lautet

$$\Delta v_{ll,max} \leq \sqrt{\Delta v_{ll,x}^2 + \Delta v_{ll,y}^2} . \quad (6.30)$$

Die Zielfunktion ist nicht differenzierbar. Für die zweidimensionale Optimierung stehen nur Funktionswerte aus der Berechnung der Transferellipsen Start  $\rightarrow$  DSM und DSM  $\rightarrow$  GA zur Verfügung. Deshalb wird ein geometrisches Verfahren implementiert, die so genannte „Downhill Simplex“-Methode für die mehrdimensionale Optimierung. Das mathematische Verfahren wird [114] entliehen und für das Simulationsprogramm angepasst. Das zugrunde liegende Simplex für die zweidimensionale Optimierung entspricht der geometrischen Figur eines Dreiecks. Ausgehend von einem Startsimplex, gebildet durch drei benachbarte Punkte innerhalb des vorher gefundenen GA-Schnittkreises und den zugehörigen Funktionswerten (Antriebsbedarf für  $(\Delta v_{ll,x}, \Delta v_{ll,y})$ , s. Abb. 6.7a), wandert das Simplex schrittweise talwärts in Richtung eines lokalen Minimums.

Das Simplex wird immer nur um einen oder zwei Schritte bewegt. Danach erfolgt eine Überprüfung der Abbruchbedingungen für die Optimierung. Der erste Schritt ist immer eine Reflektion ausgehend von dem Punkt mit dem höchsten Funktionswert (gleichbedeutend mit dem größten Antriebsbedarf) durch die gegenüberliegende Seite des Simplex (Abb. 6.7b). Es handelt sich um ein rein geometrisches Verfahren, wobei durch den Aufruf einer Subroutine die zu dem neuen Punkt zugehörigen Antriebsbedarfe (Start-, DSM- und Gesamt- $\Delta v$ ) berechnet und bereitgestellt werden. Ist das Ergebnis am reflektierten Punkt niedriger als das bisher niedrigste Ergebnis, so wird eine zusätzliche Expansion in Richtung der Reflektion durchgeführt (Abb. 6.7c). Falls der neue Wert nach dem ersten Schritt (Reflektion) wieder größer ist als die beiden anderen Werte des Simplex, so wird eine Kontraktion durchgeführt (Abb. 6.7d). Tritt nach dem ersten Schritt ein anderer Fall ein, so folgt zunächst kein weiterer geometrischer Schritt. Nach diesen ein bis zwei Schritten werden die Funktionswerte des neuen Simplex miteinander verglichen. Falls die betragsmäßige Differenz zwischen höchstem und niedrigstem Wert kleiner als 5 m/s beträgt, wird die Optimierung beendet und der niedrigste Wert zusammen mit den Koordinaten des Punktes übergeben. Andernfalls werden die geometrischen Schritte ausgehend von dem jeweils neuen Simplex solange wiederholt bis die Iteration konvergiert oder 50 Iterationsschritte erreicht sind (Abbruchbedingung).

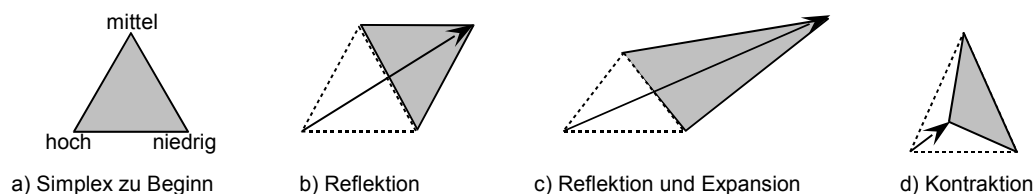


Abb. 6.7: Mögliche Formen der Bewegung des Simplex für den zweidimensionalen Fall, nach [114].

Es wird außerdem eine Randbedingung für das Überschreiten des GA-Schnittkreisrandes implementiert. Diese Bedingung erlaubt eine maximale Reflektion bzw. Reflektion und Expansion bis zu dem geometrischen Umfang des GA-Schnittkreises.

Die Auswahl des Startsimplex erfolgt auf Basis einer Stichprobe. Dazu werden 12 Punkte auf dem Umfang des GA-Schnittkreises festgelegt und die zugehörigen Funktionswerte bestimmt. Zu dem Punkt mit dem kleinsten Wert werden zwei weitere Punkte symmetrisch zum Radialvektor zugeordnet. Alle drei Punkte bilden das Startsimplex für die oben beschriebene Optimierung. Da, wie in Abbildung 6.6 dargestellt, auch zwei lokale Minima auftreten können, wird die Optimierung mit dem nächst-geringeren Punkt auf der gegenüberliegenden Seite des Schnittkreises wiederholt.

Das gewählte Optimierungsverfahren arbeitet schnell und zuverlässig. Gegenüber dem heuristischen Verfahren besitzt es die Vorteile, mit weniger Aufrufen der Funktionswertberechnung das Minimum tatsächlich zu finden, usw. mit einer Genauigkeit  $< 10^1$  m/s. Das heuristische Vorgehen liefert nur Werte in der unmittelbaren Umgebung der Minima, die zum Teil beträchtlich von dem gesuchten Wert differieren und zwar in der Größenordnung von  $10^2$  bis  $10^3$  m/s.

## 6.4 Impulsive Impaktbahn (Projektilbeschuss)

Die Bestimmung direkter impulsiver Impaktbahnen ist analog zum Vorgehen für Rendezvousbahnen. Es wird jedoch nicht nach der Transferbahn mit dem geringsten Antriebsbedarf sondern nach der mit dem größten Impuls zum Zeitpunkt des Impakts gesucht. Dazu wird vereinfachend nur der parallel zum NEO-Geschwindigkeitsvektor wirkende Impuls herangezogen, da der optimale Angriffswinkel zu den meisten Interaktionszeitpunkten nahezu  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  ist, außer für Phasen gravitativer Störungen durch Drittkörper (s. Kap. 4.1.4). Der parallel wirkende Impuls ist

$$I_{o=0} = m_{RF} \cdot v_{\text{Impakt}}, \text{ mit} \quad (6.31)$$

$$v_{\text{Impakt}} = \frac{\vec{v}_{\text{NEO}} \cdot \vec{v}_{T2,\text{NEO}}}{|\vec{v}_{\text{NEO}}|} - |\vec{v}_{\text{NEO}}| \quad (6.32)$$

und der RF-Masse zum Zeitpunkt des Impakts

$$m_{RF} = m_{RF,0} \cdot e^{\frac{-\Delta v_{\text{Start,LEO}}}{I_{sp} g_0}}. \quad (6.33)$$

Ist der Winkel  $\angle(\vec{v}_{\text{NEO}}, \vec{v}_{T2,\text{NEO}})$  größer  $90^\circ$ , so erfährt der NEO eine negative Beschleunigung infolge des Projektilbeschusses. Für kleinere Winkel und  $|\vec{v}_{\text{NEO}} \cdot \vec{v}_{T2,\text{NEO}}| > |\vec{v}_{\text{NEO}}|^2$  erfolgt eine positive Beschleunigung. Der in obiger Gleichung auftretende Antriebsbedarf für den Start vom LEO wird genauso bestimmt wie beim direkten impulsiven Rendezvoustransfer. Der spezifische Impuls  $I_{sp}$  des chemischen Triebwerks wird mit 450 s angenommen und die maximale RF-Masse im LEO beträgt 25 t. Eine Wertung des Impakts bezüglich einer Impulsvergrößerung durch ausgeworfenes Kratermaterial wird an dieser Stelle nicht vorgenommen. Alle Ergebnisse zeigen den minimalen Impuls entsprechend einem vollständig unelastischen Stoß.

## 6.5 Rendezvousbahn mit kontinuierlichem Niedrigschub

Für die Bestimmung von Transferbahnen mit kontinuierlichem Schub muss eine andere Methodik angewendet werden, da einerseits diese Triebwerke auf einem großen Teil der Transferbahn betrieben werden, im Gegensatz zu den impulsartigen chemischen Antrieben, und andererseits aufgrund des niedrigen Schubs ( $10^{-1}$  N), der in der Größenordnung den auftretenden Störkräften entspricht. Als Beispiel sei der solar-elektrische Antrieb der Deep-Space-1 Mission mit  $I_{sp} = 3.200$  s und  $F = 0,092$  N genannt.

Um eine geeignete Transferbahn zu finden, müssen die Steuergrößen Schubwinkel und Schubzustand entlang der Bahn bestimmt werden. Die Schubwinkel Azimut  $Az$  und Elevation  $El$  beschreiben die Kraftrichtung in der Bahnebene gemessen vom Tangentialvektor und senkrecht zur Bahn, respektive. Der Schubzustand  $\Xi$  kennzeichnet ob das Triebwerk in Betrieb oder Ruhe ist. Der Verlauf der drei Steuergrößen über der Transferzeit ist entscheidend für das Finden einer Lösung und schließlich einer optimalen Lösung, d.h. einer Transferbahn mit einem minimalen Treibstoffbedarf bzw. einer maximalen RF-Endmasse. Es handelt sich um ein so genanntes Optimalsteuerungsproblem, das eine numerische Lösung

erfordert. Analytische Lösungen existieren lediglich für koplanare Transfers [41] und Transfers entlang inklinierter Kreisbahnen [30].

Zur Lösung des Problems werden die folgenden Annahmen getroffen:

- das RF wird mit einer chemischen Raketenoberstufe auf die Erdflychtbahn befördert, um so Flugzeit zu sparen,
- zu Beginn des Niedrigschubtransfers besitzt das RF die Startenergie  $C3 = 0$ , d.h. die RF-Bahn entspricht der Erdumlaufbahn,
- die heliozentrische Bewegung des RF erfolgt im 2-Körpersystem Sonne-RF,
- der spezifische Impuls und der Schub des TW sind konstant, und
- zum Ankunftszeitpunkt besitzen RF und Zielobjekt den gleichen Positions- und Geschwindigkeitsvektor (Rendezvous).

Durch die ersten beiden Annahme entstehen die folgenden Randbedingungen. Das RF mit chemischer Oberstufe besitzt im LEO eine Masse von 25 t. Der Antriebsbedarf für die Flucht auf die Erdbahn um die Sonne beträgt 3.228 m/s ( $C3 = 0$ ). Für eine Oberstufe mit  $I_{sp} = 450$  s folgt ein Treibstoff- zu Startmasse-Verhältnis von 0,512 entsprechend einer Treibstoffmasse von 12,8 t. Abzüglich einer 10%igen Tankmasse, einer pauschalen Triebwerksmasse von 140 kg und einer Reserve von 5% verbleibt eine RF-Masse auf der Erdflychtbahn  $m_{RF, C3=0}$  von maximal 10 t.

Es wird weiter angenommen, dass der spezifische Impuls des kontinuierlichen Triebwerks 3.000 s beträgt. Das Verhältnis aus Schub zu RF-Startmasse (engl. „Thrust to Mass Ratio“, TMR) wird entsprechend der DS1-Mission mit  $2 \cdot 10^{-4}$  N/kg angenommen. Damit besitzt das RF maximal einen Schub von 2 N. Die Energieversorgung erfolgt durch einen Kernreaktor, so dass  $I_{sp}$  und  $F$  unabhängig von der Sonnenentfernung sind, entsprechend der vierten Annahme.

Es werden für die kontinuierlichen Transfers keine GAs berücksichtigt. Diese können aber unter Umständen zu erheblichen Treibstoffeinsparungen beitragen, z.B. ca. 25-30% für einen MGA im Vergleich zum direkten Transfer [25].

Zur mathematischen Beschreibung des kontinuierlichen Transferproblems werden die äquinoktischen Bahnelemente verwendet, da sich im Vergleich zu den kartesischen Koordinaten nur eine der sechs Zustandsvariablen ändert, falls das Triebwerk aus ist und keine weiteren Störkräfte betrachtet werden. Die Keplerelemente verfügen zwar über den gleichen Vorteil, es treten jedoch Singularitäten für Bahnen mit einer Exzentrizität gleich Null (keine Apsidenlinie) bzw. einer Inklination gleich Null (keine Knotenlinie) auf. Diese Einschränkungen existieren für die äquinoktischen Koordinaten nicht. Sie sind definiert als [6]:

$$a = a, \quad (6.34)$$

$$\mathbf{e}_x = \mathbf{e} \cos(\omega + \Omega), \quad (6.35)$$

$$\mathbf{e}_y = \mathbf{e} \sin(\omega + \Omega) , \quad (6.36)$$

$$h_x = \tan(i/2) \cos(\Omega) , \quad (6.37)$$

$$h_y = \tan(i/2) \sin(\Omega) , \text{ und} \quad (6.38)$$

$$L = \nu + \omega + \Omega . \quad (6.39)$$

$a$  ist die große Halbachse der Ellipse,  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$  ist der Exzentrizitätsvektor,  $(h_x, h_y)$  beschreibt die Lage der Ellipse im Raum und die wahre Länge  $L$  die aktuelle Position auf der Ellipse. Die äquinoktischen Koordinaten folgen direkt aus den Keplerelementen. Für eine Vorschrift zur Rücktransformation s. z.B. [6]. Es werden der Zustandsvektor  $\vec{s} = (a, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, h_x, h_y)^T$  und der Steuervektor

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_T \\ u_N \\ u_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Xi u_{max} \cos(EI) \cos(Az) \\ \Xi u_{max} \sin(EI) \\ \Xi u_{max} \cos(EI) \sin(Az) \end{pmatrix} \quad (6.40)$$

zur Beschreibung der Schubgröße in Tangentialrichtung  $u_T$ , Orthogonalrichtung  $u_N$  und normal zur Bahnebene  $u_Z$  eingeführt. Der Schubzustand  $\Xi$  bestimmt, ob das Triebwerk in Ruhe ( $\Xi = 0$ ) oder Betrieb ist ( $\Xi = 1$ ).

Das Problem besteht in der Maximierung der RF-Endmasse  $m_{RF}(t_{Ziel})$ . Die Nebenbedingungen sind die äquinoktischen Bewegungsgleichungen für das schubgestörte Zweikörperproblem [51]

$$\dot{\vec{s}} = \underline{f}_0(\vec{s}, L) \frac{\vec{u}}{m_{RF}} , \quad (6.41)$$

$$\dot{L} = \underline{f}_1(\vec{s}, L) + \underline{f}_2(\vec{s}, L) \frac{\vec{u}}{m_{RF}} \quad (6.42)$$

und der Treibstoffverbrauch bzw. die Massenverlustrate des RFs

$$\dot{m} = - \frac{|\vec{u}|}{I_{sp} g} \Xi , \quad \Xi \in [0; 1] . \quad (6.43)$$

Die Funktionen in (6.41) und (6.42) sind [51]

$$\underline{f}_0 = \sqrt{\frac{a}{\mu D}} \begin{bmatrix} \frac{2aBD}{a^2} & 0 & 0 \\ \frac{2(e_x + C)D}{B} & \frac{2e_x e_y C - S(e_x^2 - e_y^2) + 2e_y + S}{-B} & -e_y(h_x S - h_y C) \\ \frac{2(e_y + S)D}{B} & \frac{2e_x e_y S + C(e_x^2 - e_y^2) + 2e_x + C}{B} & e_x(h_x S - h_y C) \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(1 + h_x^2 + h_y^2)C \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(1 + h_x^2 + h_y^2)S \end{bmatrix}, \quad (6.44)$$

$$f_1 = \sqrt{\frac{a D^2}{\mu A^3}}, \quad (6.45)$$

$$\vec{f}_2 = \sqrt{\frac{a A}{\mu D}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & (h_x s - h_y s) \end{bmatrix}, \quad (6.46)$$

wobei die folgenden Hilfsvariablen eingeführt werden

$$A = \sqrt{(1 - e_x^2 - e_y^2)}, \quad (6.47)$$

$$B = \sqrt{(1 + 2e_x C + 2e_y S + e_x^2 + e_y^2)}, \quad (6.48)$$

$$D = 1 + e_x C + e_y S, \quad (6.49)$$

und

$$C = \cos(L), \quad (6.50)$$

$$S = \sin(L). \quad (6.51)$$

Die Lösung des Optimalsteuerungsproblems (OSP) erfolgt durch ein direktes Verfahren, welches das OSP durch eine Diskretisierung in ein nichtlineares Optimierungsproblem überführt. Die Nebenbedingungen werden ebenfalls durch eine Diskretisierung transformiert. Dazu werden Gitterpunkte mit fester Schrittweite gewählt. Die Integration der äquinoktischen Bewegungsgleichungen erfolgt mit dem Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung. Der dafür benötigte Steuervektor wird mit Hilfe der Fortran-Bibliothek NUDOCSS (engl. „NUMerical Discretization method for Optimal Control problems with Constraints in Controls and States“, [22]) an den Gitterpunkten bestimmt und innerhalb eines Gitterintervalls linear approximiert.

Gegenüber einem indirekten Verfahren besitzt das direkte Verfahren den Vorteil eines größeren Konvergenzradiuses bezüglich der Startschätzungen für die Steuergrößen. Genauere Lösungen werden mit indirekten Verfahren erzielt, deren Lösungsprozess jedoch entweder die Ergebnisse eines direkten Verfahrens benötigt [51] oder sehr aufwendige Methoden zur genauen Bestimmung der Steuergrößen verlangt [24]. Die erreichte Genauigkeit des direkten Verfahrens ist dennoch sehr gut (s. Evaluierung in Kapitel 6.6) und somit ausreichend für den Missionsentwurf kontinuierlicher Transferbahnen.



Der Aufruf von NUDOCSS aus dem Missionsdesignprogramm erfolgt innerhalb einer verschachtelten Schleife. Die äußeren Schleifen iterieren Start- und Zielzeitpunkt mit einer Schrittweite von 1/12 der Start- bzw. Zielobjekt-Umlaufdauer. Die inneren Schleifen variieren den Azimutwinkel in Schritten von  $15^\circ$  und den Elevationswinkel in Schritten von  $90^\circ$ . Der Abstand zwischen zwei Gitterpunkten beträgt 30 Tage. Die drei Steuergrößen sind zu Beginn der Optimierung über alle Gitterpunkte konstant - der Schubzustand ist anfangs 1. Existiert eine Lösung, so werden die diskretisierten Steuergrößen, äquinoktischen Koordinaten und die RF-Endmasse ausgegeben.

## 6.6 Evaluierung der Missionsdesign-Programme

Um die korrekte Beschreibung und Umsetzung der Missionsdesign-Programme zu überprüfen, werden Vergleichsrechnungen zu impulsiven direkten Transfers, einfach GA- und mehrfach GA-Transfers und kontinuierlichen direkten Transfers aus der Literatur durchgeführt. Die Ergebnisse aus Literatur und Simulation sind tabellarisch gegenübergestellt. Dabei wird insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung erzielt.

Die Differenz im Antriebsbedarf der impulsiven direkten Transfers (Tab. 6.1) beträgt jeweils weniger als 100 m/s und entsteht z.B. durch die Verwendung unterschiedlicher Epemeriden, die zu Differenzen in der Phasenlage und somit zu verschiedenen Trajektorien führt. Dadurch entstehen auch die großen Abweichungen ( $> 100$  Tage) in der Flugzeit. Für impulsive direkte Impaktbahnen erfolgt kein Vergleich, da das Verfahren auf dem gleichen Prinzip basiert.

Zielobjekt	<b>2000 EA14</b> ( $a = 1,117$ AE, $e = 0,203$ , $i = 3,553^\circ$ )		<b>1999 AO10</b> ( $a = 0,912$ AE, $e = 0,110$ , $i = 2,626^\circ$ )		<b>1998 SF36</b> ( $a = 1,323$ AE, $e = 0,279$ , $i = 1,728^\circ$ )	
	Simulation	Referenz [32]	Simulation	Referenz [32]	Simulation	Referenz [32]
$t_{\text{Start}}$	06.10.2006	16.10.2006	04.02.2006	29.01.2006	17.05.2007	16.05.2007
$t_{\text{Ziel}}$	31.12.2008	12.09.2008	29.08.2006	04.04.2007	04.07.2008	12.07.2008
$\Delta v_{\text{Start,LEO}}$ [km/s]	3,676	3,671	3,458	3,472	3,939	3,905
$\Delta v_{\text{Rendezvous}}$ [km/s]	0,738	0,660	0,319	0,270	0,507	0,530
$\Delta v_{\text{gesamt}}$ [km/s]	4,414	4,331	3,777	3,742	4,446	4,435
Differenz $t_{\text{TOF}}$ [d]	120		491		-224	
Diff. $\Delta v_{\text{gesamt}}$ [km/s]	0,083		0,035		0,011	

Tab. 6.1: Evaluierung impulsiver direkter Transfers.

Im Falle des Venus-GA-Transfers zu 2063 Bacchus (Tab. 6.2) existiert eine deutliche Abweichung beider Lösungen, da das numerische Programm in einem größeren Zeitfenster nach einer energieminimalen Lösung sucht. Um die Ergebnisse dennoch miteinander zu vergleichen, wird die numerische Rechnung mit den Randbedingungen aus der Literatur (Start-, GA-, Rendezvouszeitpunkte) wiederholt und die gefundene Lösung neben der optimalen Lösung angegeben.

Für die GA-Transfers wird teilweise eine bessere Lösung gefunden als in der Referenz. Aufgrund der größeren Anzahl von beteiligten Objekten ist die aus der Phasenabhängigkeit resultierende Abweichung auch größer als beim direkten Transfer. Für die Mehrfach-GA-Transfers sind die Missionsbahnen aus der Simulation (Tab. 6.3) graphisch dargestellt (Abb.

6.8 und 6.9). Aus Gründen der Übersichtlichkeit erfolgt die Darstellung nicht dreidimensional sondern als Projektion in die Ekliptikebene. Die Bahnen laufen entgegen dem Uhrzeigersinn. Die unterbrochenen Kurven kennzeichnen die Transferbahn, die durchgehenden Kurven die Objektbahnen und die unterbrochenen Geraden markieren wesentliche Missionszeitpunkte (Start, GA, Rendezvous).

Zielobjekt	<b>2063 Bacchus</b> ( $a = 1,078$ AE, $e = 0,349$ , $i = 9,431^\circ$ )		
	Simulation	Simulation zu $t_{\text{Referenz}}$	Referenz [84]
$t_{\text{Start}}$	14.06.1991	14.07.1991	12.07.1991
$t_{\text{GA}}$	22.09.1991	21.12.1991	20.12.1991
$t_{\text{Ziel}}$	06.10.1992	07.08.1992	05.08.1992
$\Delta v_{\text{Start,LEO}}$ [km/s]	3,802	3,922	3,928
$\Delta v_{\text{DSM}}$ [km/s]	0,006	0,012	
$\Delta v_{\text{Rendezvous}}$ [km/s]	2,058	4,214	4,500
$\Delta v_{\text{gesamt}}$ [km/s]	5,866	8,148	8,428
Differenz $t_{\text{TOF}}$ [d]	90	0	
Diff. $\Delta v_{\text{gesamt}}$ [km/s]	-2,562	-0,280	

Tab. 6.2: Evaluierung eines impulsiven Venus-GAs.

Zielobjekt	<b>554 Peraga</b> ( $a = 2,375$ AE, $e = 0,153$ , $i = 2,941^\circ$ )		<b>7 Iris</b> ( $a = 2,386$ AE, $e = 0,230$ , $i = 5,524^\circ$ )	
	Simulation	Referenz [84]	Simulation	Referenz [84]
$t_{\text{Start}}$	01.05.2001	10.06.2001	09.06.1991	16.05.1991
$t_{\text{GA},1}$	17.03.2002	06.04.2002	26.11.1991	27.11.1991
$t_{\text{GA},2}$	25.02.2004	21.02.2004	10.10.1992	24.10.1992
$t_{\text{Ziel}}$	15.01.2006	11.01.2006	23.04.1994	28.07.1994
$\Delta v_{\text{Start,LEO}}$ [km/s]	3,661	3,710	3,680	3,781
$\Delta v_{\text{DSM},1}$ [km/s]	0,010		0,007	
$\Delta v_{\text{DSM},2}$ [km/s]	0,219		0,013	
$\Delta v_{\text{GA},2}$ [km/s]		0,220		
$\Delta v_{\text{Rendezvous}}$ [km/s]	1,720	1,680	3,767	3,940
$\Delta v_{\text{gesamt}}$ [km/s]	5,610	5,610	7,467	7,721
Differenz $t_{\text{TOF}}$ [d]	44		-120	
Diff. $\Delta v_{\text{gesamt}}$ [km/s]	0,000		-0,254	

Tab. 6.3: Evaluierung eines zweifachen Mars-GAs zu 554 Peraga und eines Venus-Erde-GAs zu 7 Iris. Anmerkung: in [84] ist der zweite MGA zu 554 Peraga ein schubunterstützter GA.

Zielobjekt	<b>Vesta</b> ( $a = 2,361$ AE, $e = 0,089$ , $i = 7,135^\circ$ )	
	Simulation	Referenz [25]
$t_{\text{Start}}$	21.06.2007	21.06.2007
$t_{\text{Ziel}}$	07.11.2013	07.11.2013
$m_{\text{RF,Ziel}}$ [kg]	3480,5	3488,5
Diff. $m_{\text{RF,Ziel}}$ [kg]	-8,0	

Tab. 6.4: Evaluierung eines Transfers mit kontinuierlichem Niedrigschub zu Vesta.  $I_{\text{sp}} = 3.000$  s,  $F = 0,9$  N,  $m_{\text{RF,Start}} = 5.000$  kg.

Die Evaluierung des kontinuierlichen Niedrigschub-Transfers anhand von Vesta liefert lediglich die RF-Endmasse (Tab. 6.4). Ihr Verhältnis zur Startmasse von 5.000 kg entspricht einem Antriebsbedarf von 10,868 km/s für die Simulation bzw. 10,799 km/s für [25]. Obwohl in der Referenz mit einem indirekten Verfahren gerechnet wurde, stimmen die Ergebnisse sehr gut überein – der relative Fehler ist  $< 1\%$ .

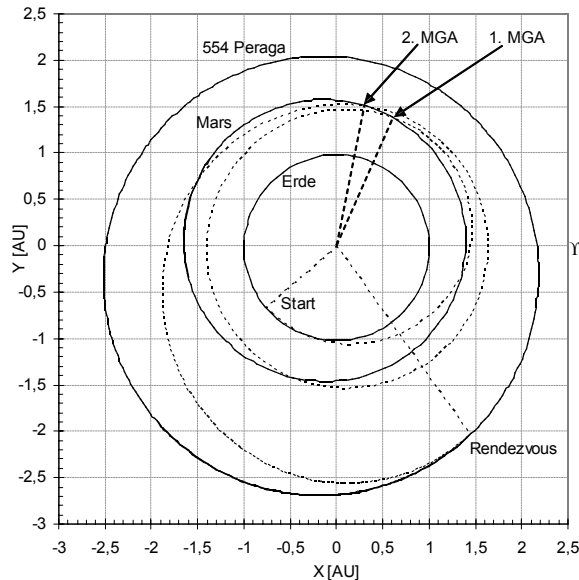


Abb. 6.8: Simulation eines 2-fach-MGA zu 554 Peraga.

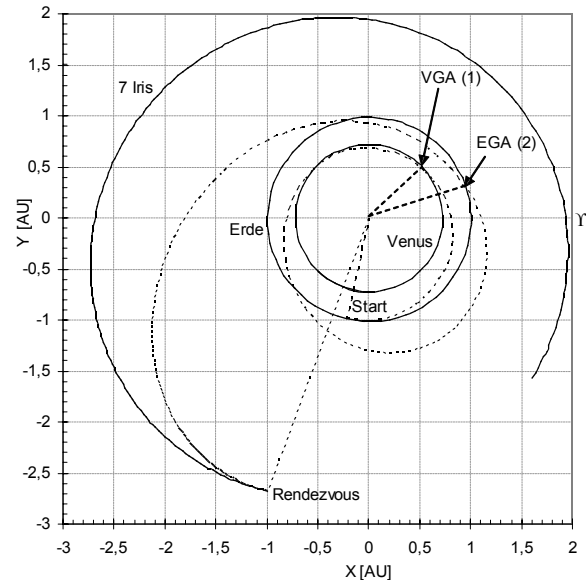


Abb. 6.9: Simulation eines Venus-Erde-GAs zu 7 Iris.

Aufgrund der vergleichbaren Ergebnisse wird geschlossen, dass die mathematische Beschreibung, die Methodik und die numerische Umsetzung der einzelnen Missionsdesign-Programme richtig sind, und eine Anwendung auf die Modellpopulation erfolgen kann.

## 6.7 Ergebnisse

Für jedes Modellobjekt werden im Intervall, beginnend drei Jahre nach dem frühestmöglichen Zeitpunkt der Entdeckung und endend ein Jahr vor der Kollision, die Impakt- und Rendezvousbahnen (direkt und EGA) durch ein RF mit chemischem Antrieb bestimmt. Die energieärmste Rendezvousbahn zu jedem Objekt ist in Abbildung 6.10 dem theoretisch energieminimalen Transfer (aus Kap. 6.1) gegenübergestellt. Falls eine Lösung existiert, sind die beiden Antriebsbedarfe durch eine Linie miteinander verbunden. Für 55% der Objekte werden Transfers mit einem Gesamtantriebsbedarf  $< 8$  km/s gefunden. Die anderen Objekte können möglicherweise durch hier nicht untersuchte GA-Variationen und/oder durch RF mit kontinuierlichem Niedrigschub erreicht werden. Der Energiegewinn durch den EGA ist zum Teil erheblich, wie das Beispiel von Ast051 ( $a = 0,666$  AE) zeigt. Hier entsteht ein  $\Delta v$ -Gewinn von 6,5 km/s gegenüber dem optimalen direkten Transfer. Die gefundenen direkten Transferbahnen weichen in fast allen Fällen um weniger als 0,5 km/s von der idealen Lösung ab. Eine Ausnahme ist Ast050 ( $a = 5,055$  AE) mit 2,5 km/s Differenz. Hier tritt aufgrund der langen Umlaufdauer keine optimale Phasenlage von Erde und Objekt innerhalb des Untersuchungszeitraums auf.

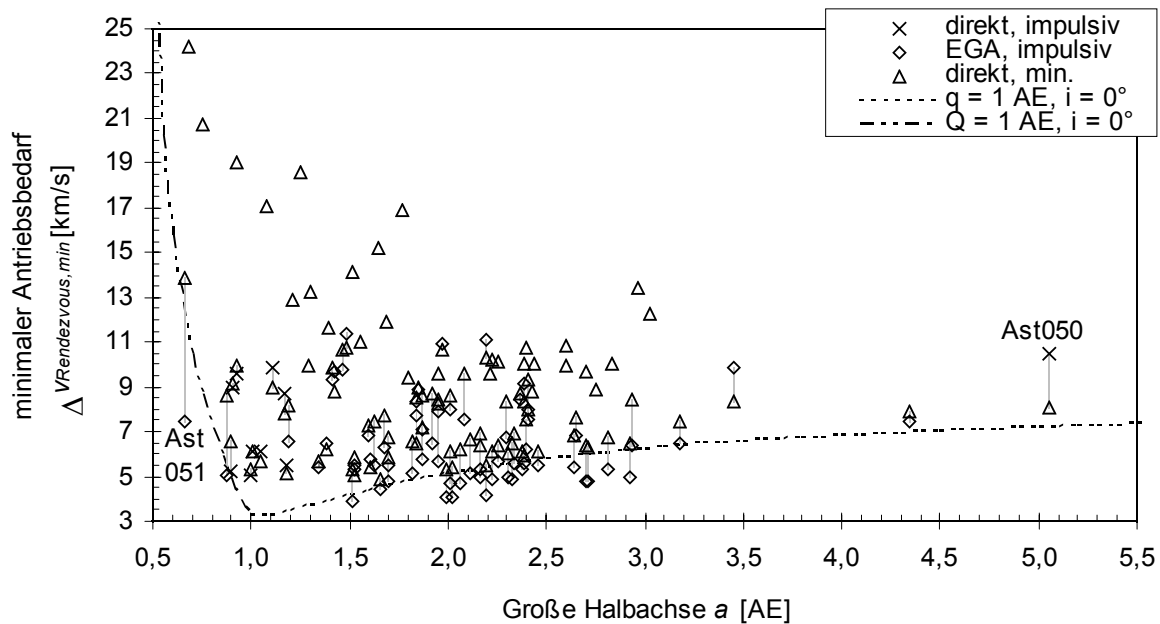


Abb. 6.10: Theoretisch minimaler Antriebsbedarf (Kreise, Berechnung s. Kap. 6.1) und minimaler Antriebsbedarf aus der Simulation (Kreuze für direkten Transfer, Vierecke für EGA) bei einem Start vom LEO für ein Rendezvous mit den Modellobjekten als Funktion der großen Halbachse.

Als Beispiel eines direkten Transfers mit chemischem Antrieb ist Ast024 in Abbildung 6.11 dargestellt. Der Start von der Erdbahn erfolgt am 10.9.2017 mit 5,427 km/s Antriebsbedarf vom LEO. Der Antriebsbedarf für das Rendezvous am 25.3.2022 beträgt 2,283 km/s, entsprechend einem Gesamtantriebsbedarf von 7,710 km/s. Durch einen EGA-Transfer, der ebenfalls in der Abbildung dargestellt ist, wird der Antriebsbedarf erheblich reduziert. Der Start vom LEO erfolgt am 30.9.2019 mit 3,852 km/s auf eine 3:2 EGA-Transferbahn. Im Aphel des ersten Umlaufs erfolgt das DSM mit 0,777 km/s. Nach einem weiteren Umlauf findet am 28.11.2022 der EGA statt. Dadurch wird hauptsächlich das Aphel der RF-Bahn angehoben. Das Rendezvous mit Ast024 erfolgt am 5.2.2024 mit 0,974 km/s. Der Gesamtantriebsbedarf für den EGA-Transfer beträgt 5,603 km/s. Die Transferzeit ist mit 4,5 Jahren ähnlich der für den direkten Transfer. Aus Platzgründen wird auf die graphische Darstellung der Transfers zu den anderen Modellobjekten verzichtet. Später erfolgt in Tabelle 6.5 eine Zusammenfassung der Missionsparameter (Start- und Rendezvouszeitpunkt und Gesamtantriebsbedarf) für den energie-optimalen Transfer zu einem Ankunftszeitpunkt mit minimalen Geschwindigkeitsänderungsbedarf für die Objektbahnbeeinflussung.

Der eingangs diskutierte maximale Antriebsbedarf für ein Rendezvous von  $< 8$  km/s ist kein Garant für eine erfolgreiche Bahnbeeinflussung des Zielobjektes. Dazu muss das Objekt zu einem Zeitpunkt erreicht werden, zu dem die zur Beeinflussung notwendige Geschwindigkeitsänderung so gering ist, dass sie durch das RF aufgebracht werden kann. Für eine Beurteilung erfolgt eine überlagerte Darstellung von gefordertem Antriebsbedarf (Ergebnis aus Kap. 4.1.4) und erzielbarer Geschwindigkeitsänderung durch den Einsatz von Atombomben und den Projektilbeschuss. Die Atombomben werden durch RF mit chemischem Antrieb (dunkelgraue Kreise, s. z.B. Ast043 in Abb. 6.12) oder kontinuierlichem Niedrigschub-Antrieb (dunkelgraue Sterne, s. z.B. Ast070 in Abb. 6.13) zum Ziel geliefert. Die erzielbare Geschwindigkeitsänderung durch einen Projektilbeschuss ist durch hellgraue Punkte darge-



Ast086 wird aufgrund der hohen Inklination ( $i = 67^\circ$ ) keine Niedrigschub-Transferbahn gefunden, so dass der Projektilbeschuss angewendet werden muss.

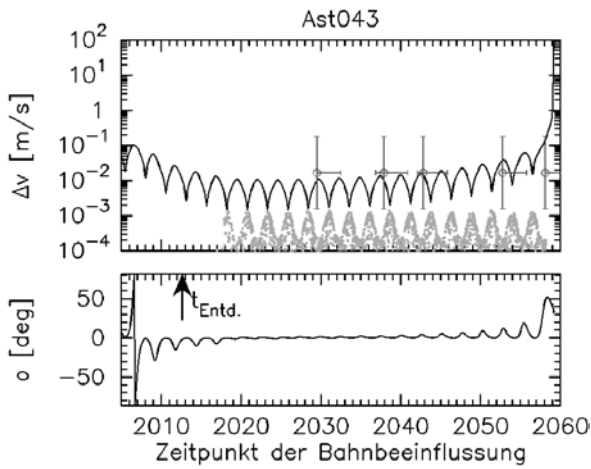


Abb. 6.12: Ergebnisdiagramm für Ast043. Erzielbare  $\Delta v$ -Änderung durch impulsives NE-Rendezvous (Kreise) und Projektilbeschuss (Punkte).

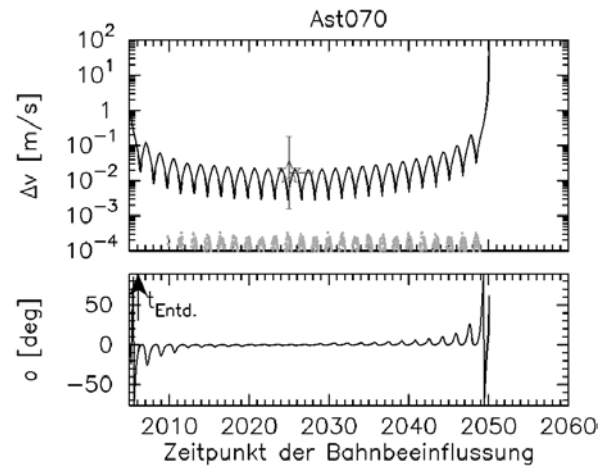


Abb. 6.13: Ergebnisdiagramm für Ast070. Erzielbare  $\Delta v$ -Änderung durch kontinuierliches NE-Rendezvous (Sterne) und Projektilbeschuss (Punkte).

In Tabelle 6.5 sind die am besten geeigneten Missionsprofile aller Modellobjekte zusammengefasst. Die zugrunde liegende minimale NEO-Geschwindigkeitsänderung infolge einer nuklearen Sprengung beträgt 1,58 mm/s (s. Kap. 5.3.4). Für den Projektilbeschuss sind aufgrund der Impulsübertragung bei geringerem Energieeintrag zum Teil größere Geschwindigkeitsänderungen  $\Delta v_{\text{NEO,max}}$  möglich. Falls die kinetische Energie des Projektils die kritische Energie des Objektes übersteigt, so wird die berechnete maximale Geschwindigkeitsänderung in Klammern angegeben und es erfolgt eine Korrektur von kinetischer Energie und übertragenem Impuls über die Projektilmasse.

Die maximal erforderliche Anzahl an Bahnbeeinflussungen folgt aus

$$n = \frac{\Delta v_{\text{NEO,erf.}}}{\Delta v_{\text{NEO,max}}} \quad (6.52)$$

$\Delta v_{\text{NEO,erf.}}$  bezeichnet den erforderlichen Antriebsbedarf. Die Ergebnisdiagramme für alle Modellobjekte befinden sich im Anhang B. An dieser Stelle werden nur die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst, wobei die Angaben auf die minimale Effizienz bezogen werden, so dass eine konservative Betrachtung erfolgt. Aufgrund der einfachen Technologie erfolgt bei gleicher Eignung die Auswahl zu Gunsten des Projektilbeschusses.

Name	Maßnahme	$t_{\text{Start}}$	$t_{\text{Rendezvous}}$	$t_{\text{Projektil}}$ bzw. $t_{\text{Zündung}}$	$\Delta v_{\text{RF}}$ [km/s]	$v_{\text{Projektil}}$ [km/s]	$\Delta v_{\text{NEO,max}}$ [mm/s]	$\Delta v_{\text{NEO,erf.}}$ [mm/s]	Max. Anzahl
Ast001	NE, imp.	2026 JAN 21	2032 SEP 29	2035 SEP 20	6,776		1,58	2,72	2
Ast002	NE, imp.	2016 DEC 24	2023 JAN 10	2025 JUL 14	7,997		1,58	1,84	2
Ast003	Projektil	2015 AUG 22		2017 APR 14	3,239	15,91	0,42	0,96	3
Ast004	Projektil	2015 APR 19		2015 JUL 4	4,830	10,46	5,86	2,12	1
Ast005	NE, imp.	2020 JAN 23	2024 NOV 21	2027 AUG 3	7,985		1,58	1,41	1
Ast006	Projektil	2026 MAY 6		2027 SEP 10	4,121	27,09	1,10	1,66	2
Ast007	NE, imp.	2015 SEP 11	2020 OCT 6	2021 OCT 3	7,352		1,58	0,03	1
Ast008	NE, imp.	2010 MAR 1	2011 NOV 9	2012 NOV 25	7,728		1,58	0,95	1

Name	Maßnahme	t <sub>Start</sub>	t <sub>Rendezvous</sub>	t <sub>Projektil</sub> bzw. t <sub>Zündung</sub>	$\Delta v_{RF}$ [km/s]	V <sub>Projektil</sub> [km/s]	$\Delta v_{NEO,max}$ [mm/s]	$\Delta v_{NEO,eff.}$ [mm/s]	Max. Anzahl
Ast009	Projektil	2017 FEB 22		2018 OCT 4	3,302	13,67	0,28	0,55	2
Ast010	Projektil	2017 JUL 2		2018 SEP 27	3,258	9,35	1,16	2,58	3
Ast011	Projektil	2029 JUN 14		2030 DEC 3	3,868	19,03	0,80	2,05	3
Ast012	Projektil	2047 DEC 2		2048 APR 8	3,291	9,68	(31,92) 20,67	14,27	1
Ast013	NE, imp.	2010 OCT 22	2013 DEC 31	2016 OCT 29	7,450		1,58	4,87	4
Ast014	Projektil	2025 MAR 7		2025 SEP 13	4,602	10,46	18,91	3,74	1
Ast015	NE, kon.	2024 OCT 21	2027 APR 25	2029 OCT 21	19,838		1,58	6,79	5
Ast016	NE, imp.	2016 DEC 14	2021 AUG 22	2022 MAR 2	7,973		1,58	2,86	2
Ast017	NE, imp.	2016 DEC 24	2020 JAN 19	2020 NOV 7	7,393		1,58	2,12	2
Ast018	NE, kon.	2015 JUL 13	2019 JAN 3	2019 MAY 18	21,499		1,58	2,00	2
Ast019	Projektil	2036 DEC 4		2037 FEB 1	3,721	10,31	15,34	5,02	1
Ast020	Projektil	2016 NOV 24		2018 MAR 13	4,140	10,55	2,73	3,31	2
Ast021	NE, kon.	2008 SEP 2	2012 FEB 24	2013 JAN 10	30,105		1,58	2,60	2
Ast022	Projektil	2020 SEP 24		2021 APR 8	3,729	11,76	(37,72) 17,00	2,68	1
Ast023	Projektil	2015 MAY 4		2017 APR 23	3,412	23,82	5,38	1,00	1
Ast024	Projektil	2023 OCT 9		2025 JAN 5	4,096	13,48	2,65	3,97	2
Ast025	Projektil	2018 MAR 29		2018 MAY 20	5,237	7,21	6,71	4,78	1
Ast026	Projektil	2021 MAR 3		2022 MAY 1	4,395	27,75	5,00	3,13	1
Ast027	NE, imp.	2008 JUN 24	2009 JUN 6	2009 DEC 5	7,938		1,58	5,85	4
Ast028	NE, imp.	2016 DEC 29	2022 NOV 16	2023 MAY 26	7,775		1,58	0,82	1
Ast029	NE, imp.	2015 OCT 21	2018 FEB 20	2018 DEC 18	7,739		1,58	1,96	2
Ast030	NE, imp.	2011 DEC 16	2015 MAY 4	2015 MAY 8	7,185		1,58	0,05	1
Ast031	Projektil	2015 JUN 3		2016 AUG 30	5,185	8,92	0,24	0,16	1
Ast032	NE, imp.	2047 JUN 15	2047 DEC 2	2048 OCT 11	6,185		1,58	79,80	51
Ast033	Projektil	2013 MAR 10		2014 OCT 9	3,436	5,37	1,66	4,68	3
Ast034	Projektil	2026 NOV 2		2027 NOV 24	6,413	37,26	3,09	1,30	1
Ast035	NE, imp.	2019 AUG 26	2025 NOV 12	2027 DEC 1	7,457		1,58	2,79	2
Ast036	NE, imp.	2019 NOV 19	2024 APR 12	2026 OCT 7	7,445		1,58	1,75	2
Ast037	NE, imp.	2020 NOV 13	2024 SEP 9	2027 AUG 3	7,965		1,58	2,50	2
Ast038	NE, imp.	2016 AUG 21	2018 MAR 11	2020 APR 11	7,749		1,58	1,63	2
Ast039	NE, imp.	2015 JUN 18	2021 MAY 26	2022 MAR 2	6,366		1,58	1,79	2
Ast040	Projektil	2015 DEC 15		2017 MAR 29	6,479	20,77	0,26	0,24	1
Ast041	NE, imp.	2028 MAR 16	2034 DEC 13	2036 MAY 17	7,689		1,58	2,04	2
Ast042	NE, kon.	2016 SEP 5	2020 JUN 24	2021 SEP 3	38,469		1,58	1,32	1
Ast043	NE, imp.	2025 JAN 26	2029 JUN 29	2030 DEC 15	7,934		1,58	1,75	2
Ast044	NE, imp.	2020 JUL 21	2022 SEP 28	2024 MAR 21	7,845		1,58	0,07	1
Ast045	Projektil	2024 APR 6		2024 MAY 14	4,870	14,32	8,03	1,79	1
Ast046	NE, imp.	2017 SEP 10	2019 MAY 8	2020 MAY 11	7,783		1,58	1,41	1
Ast047	Projektil	2018 APR 8		2018 OCT 16	5,329	17,15	0,48	1,30	3
Ast048	NE, imp.	2017 JUN 17	2018 OCT 27	2020 AUG 9	7,632		1,58	3,01	2
Ast049	NE, imp.	2016 FEB 3	2021 JUN 7	2022 JAN 1	7,648		1,58	2,92	2
Ast050	Projektil	2028 MAR 26		2029 OCT 29	5,184	16,15	2,10	1,17	1
Ast051	Projektil	2011 APR 10		2012 APR 20	6,431	14,78	0,47	0,08	1
Ast052	Projektil	2026 FEB 20		2027 MAR 5	3,881	13,78	(27,11) 14,51	4,17	1
Ast053	NE, imp.	2015 OCT 1	2017 AUG 18	2018 APR 22	7,744		1,58	3,24	3
Ast054	NE, kon.	2015 AUG 22	2018 JUN 7	2019 FEB 16	20,806		1,58	3,18	3
Ast055	Projektil	2022 MAR 18		2023 JUL 26	4,719	20,71	(10,49) 9,66	1,16	1
Ast056	NE, imp.	2017 MAY 23	2018 NOV 9	2018 NOV 8	7,591		1,58	0,79	1
Ast057	Projektil	2020 MAR 28		2021 JUL 20	3,936	28,22	0,36	1,06	3
Ast058	NE, imp.	2016 MAY 8	2023 MAR 4	2024 AUG 18	6,829		1,58	1,83	2
Ast059	NE, kon.	2012 JUL 3	2016 JUL 21	2017 OCT 14	17,545		1,58	2,07	2
Ast060	Projektil	2042 DEC 28		2044 MAY 19	3,981	13,86	5,44	5,31	1
Ast061	NE, imp.	2018 JUN 17	2022 JUN 28	2024 APR 20	7,912		1,58	2,12	2
Ast062	NE, imp.	2016 MAR 29	2023 FEB 25	2025 MAY 15	7,574		1,58	4,28	3

Name	Maßnahme	$t_{Start}$	$t_{Rendezvous}$	$t_{Projektil}$ bzw. $t_{Zündung}$	$\Delta v_{RF}$ [km/s]	$v_{Projektil}$ [km/s]	$\Delta v_{NEO,max}$ [mm/s]	$\Delta v_{NEO,erf.}$ [mm/s]	Max. Anzahl
Ast063	NE, imp.	2031 JUN 14	2038 MAY 14	2040 JUN 25	7,881		1,58	3,80	3
Ast064	NE, imp.	2008 AUG 3	2010 DEC 28	2010 DEC 30	7,469		1,58	0,87	1
Ast065	NE, imp.	2023 DEC 28	2029 SEP 8	2031 APR 14	7,874		1,58	2,83	2
Ast066	NE, imp.	2015 JUN 13	2017 DEC 17	2018 DEC 18	7,838		1,58	2,25	2
Ast067	Projektil	2045 MAR 7		2046 APR 3	4,683	16,95	(46,04) 11,80	7,73	1
Ast068	NE, imp.	2013 MAR 15	2018 MAR 25	2020 FEB 11	7,873		1,58	1,07	1
Ast069	Projektil	2015 AUG 12		2016 FEB 27	3,575	21,74	2,40	1,35	1
Ast070	NE, kon.	2021 MAR 2	2025 JAN 2	2028 MAR 30	12,942		1,58	2,82	2
Ast071	Projektil	2023 JAN 7		2023 FEB 22	3,428	8,30	17,36	3,07	1
Ast072	NE, imp.	2013 JUL 13	2019 JUN 28	2020 APR 11	7,966		1,58	0,08	1
Ast073	NE, imp.	2029 JAN 15	2034 FEB 6	2034 NOV 24	7,570		1,58	4,64	3
Ast074	NE, kon.	2017 AUG 20	2020 AUG 19	2020 SEP 8	24,972		1,58	0,89	1
Ast075	Projektil	2026 MAR 7		2026 OCT 10	4,038	10,62	8,89	4,59	1
Ast076	Projektil	2014 AUG 12		2014 OCT 30	5,033	22,31	0,50	0,92	2
Ast077	NE, kon.	2016 JAN 31	2019 JUN 30	2021 JAN 6	32,809		1,58	1,99	2
Ast078	NE, imp.	2016 FEB 13	2020 DEC 27	2023 JUL 25	7,178		1,58	1,48	1
Ast079	NE, kon.	2015 FEB 13	2019 APR 10	2022 MAR 29	15,860		1,58	1,60	2
Ast080	Projektil	2014 FEB 3		2015 JUN 3	3,845	11,77	2,97	2,57	1
Ast081	Projektil	2015 NOV 30		2016 JUN 14	3,539	14,90	3,77	0,16	1
Ast082	Projektil	2014 NOV 30		2016 APR 8	3,905	8,03	18,77	2,97	1
Ast083	NE, imp.	2016 JUL 27	2017 APR 15	2019 JUL 16	7,373		1,58	3,95	3
Ast084	NE, imp.	2015 APR 19	2021 FEB 27	2021 SEP 3	7,211		1,58	2,03	2
Ast085	NE, imp.	2011 FEB 4	2013 JAN 4	2014 APR 13	6,835		1,58	4,07	3
Ast086	Projektil	2025 SEP 23		2027 JAN 21	4,123	29,49	0,45	1,64	4
Ast087	NE, kon.	2032 JUN 12	2036 AUG 2	2037 MAY 12	25,097		1,58	7,21	5
Ast088	NE, kon.	2008 OCT 1	2011 OCT 19	2013 JUN 22	18,419		1,58	1,01	1
Ast089	Projektil	2024 APR 11		2024 JUL 23	4,184	26,36	1,97	2,32	2
Ast090	NE, imp.	2034 JAN 24	2040 DEC 7	2043 MAY 11	6,820		1,58	8,49	6
Ast091	Projektil	2017 MAY 3		2018 JUL 10	4,941	14,99	0,88	2,41	3
Ast092	Projektil	2022 JAN 7		2023 MAY 12	4,578	18,05	1,13	3,03	3
Ast093	Projektil	2028 MAY 20		2028 SEP 11	4,594	17,03	4,31	4,38	2
Ast094	NE, imp.	2011 APR 10	2015 DEC 11	2017 AUG 25	7,934		1,58	0,19	1
Ast095	NE, imp.	2009 MAY 15	2016 MAR 29	2018 JAN 22	7,908		1,58	0,82	1
Ast096	Projektil	2028 JUL 24		2029 OCT 10	5,454	24,03	7,45	9,66	2
Ast097	NE, imp.	2011 JUL 19	2018 JAN 21	2018 NOV 18	6,798		1,58	1,67	2
Ast098	Projektil	2018 OCT 20		2019 JAN 14	4,427	21,74	(45,26) 9,20	1,18	1
Ast099	Projektil	2022 NOV 28		2023 APR 6	5,626	23,60	0,83	1,44	2
Ast100	Projektil	2017 DEC 19		2019 JAN 11	3,582	9,10	17,39	3,03	1
Kom001	NE, imp.	2035 SEP 16	2039 JUN 25	- - -	7,522	-	-	-	-
Kom002	Projektil	2017 JAN 28		2019 MAR 1	3,991	33,98	-	-	-
Kom003	NE, imp.	2028 JAN 1	2031 OCT 19	- - -	7,476	-	-	-	-
Kom004	-								
Kom005	-								

Tab. 6.5: Missionsprofile zur Bahnbeeinflussung der Modellasteroiden: Maßnahme (Projektilbeschuss oder nukleare Sprengung, Transfertyp: impulsiv oder kontinuierlich), RF-Startzeitpunkt  $t_{Start}$ , RF-Rendezvouszeitpunkt (falls NE)  $t_{Rendezvous}$ , Zeitpunkt des Projektileinschlags  $t_{Projektil}$  bzw. der NE-Zündung  $t_{Zündung}$ , RF-Gesamtantriebsbedarf  $\Delta v_{RF}$ , Projektilgeschwindigkeit  $v_{Projektil}$ , max. NEO-Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v_{NEO,max}$ , erforderliche NEO-Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v_{NEO,erf.}$  zum Zeitpunkt des Projektileinschlags bzw. der NE-Zündung und maximal erforderliche Anzahl von Bahnbeeinflussungen.

Für 6 Modellasteroiden ist die durch einen Projektilbeschuss eingebrachte Energie größer als die minimale kritische Energie für eine Objektzerstörung ( $Q^* = 100 \text{ J/kg}$ ). Da jedoch nach einer Korrektur der Projektilmasse die erforderliche Geschwindigkeitsänderung immer noch



geringer ist als die entstehende Änderung, muss in diesen Fällen kein gestaffelter Projektilbeschuss erfolgen.

Aufgrund der Ergebnisse in Tabelle 6.5 werden die folgenden Aussagen getroffen:

- Insgesamt kann für 43% der Modellasteroiden die Kollision mit der Erde durch nur eine Bahnbeeinflussung vermieden werden. Dabei entfallen 26% auf den Projektilbeschuss, weitere 19% auf das impulsive Rendezvous mit nuklearer Sprengung und weitere 3% auf ein Niedrigschub-Rendezvous mit nuklearer Sprengung.
- Weitere 35% der Kollisionen durch Modellasteroiden können durch zwei Bahnbeeinflussungen vermieden werden. Dabei entfallen 9% auf den Projektilbeschuss, 20% auf die nukleare Sprengung durch impulsiven Rendezvous und 6% auf die Sprengung durch Niedrigschub-Rendezvous.
- Für 15% der Modellasteroiden genügen drei Bahnbeeinflussungen. Dabei entfallen 8% auf den Projektilbeschuss, 6% auf die nukleare Sprengung durch impulsiven Rendezvous und 1% auf die Sprengung durch Niedrigschub-Rendezvous.
- Weitere 6% können nur mit vier bis sechs Bahnbeeinflussungen von der Kollision abgebracht werden. Dabei tragen der Projektilbeschuss zu 1%, die nukleare Sprengung durch impulsiven Rendezvous zu 3% und die Sprengung durch Niedrigschub-Rendezvous zu 2% bei.
- Nur für einen Modellasteroiden (Asteroid 32) ist eine deutlich größere Anzahl von Bahnbeeinflussungen erforderlich, bzw. 51 für eine nukleare Sprengung durch impulsiven Rendezvous-Transfer. Da zwischen Objektentdeckung und Kollision weniger als 10 Jahre vergehen, ist eine gänzliche Beeinflussung wahrscheinlich nicht möglich. Falls eine mittlere Effizienz in der Energieübertragung vorliegt, so sind nur fünf Starts erforderlich und eine Ablenkung wird möglich. Asteroid 32 wurde aufgrund seines hohen Antriebsbedarfs bereits anhand von Abbildung 4.9 diskutiert.

Die beobachteten Zusammenhänge zwischen Bahnbeeinflussungsmethode und Objekteigenschaften sind in Abbildungen 6.14 und 6.15 zusammengefasst. Demnach werden Asteroiden  $< 500$  m vorzugsweise durch den Projektilbeschuss beeinflusst. Mit zunehmender Objektgröße können jedoch nur NEAs mit geringerem Antriebsbedarf ausreichend abgelenkt werden. So ist für Asteroiden mit  $D_{NEA} \cong 100$  m eine Beeinflussung um  $\Delta v > 10$  mm/s möglich, während für  $D_{NEA} \cong 1.000$  m nur  $\Delta v < 1$  mm/s erreicht wird.

Größere Asteroiden sind für Bahninklationen  $i < 20^\circ$  überwiegend durch impulsive Rendezvous-Transfers und für größere Inklinationen teilweise durch einen kontinuierlichen Rendezvous erreichbar und können durch nukleare Sprengung beeinflusst werden. Außerdem wird festgestellt, dass NEAs auf hochexzentrischen Bahnen vorzugsweise durch den Projektilbeschuss beeinflusst werden. Sind die Asteroiden auf diesen Bahnen zu groß, kann die Beeinflussung auch durch nukleare Sprengung mit kontinuierlichem Transfer bzw. bei geringer Inklination auch durch impulsiven Transfer erfolgen.

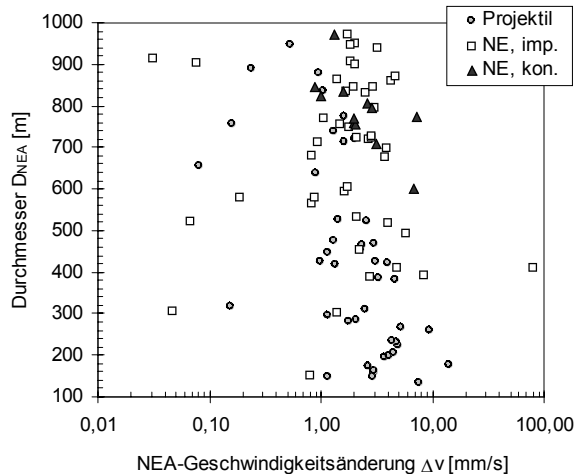


Abb. 6.14: Verteilung der Beeinflussungstechnologie über Asteroidendurchmesser und erreichbarer Bahnänderungsgeschwindigkeit.

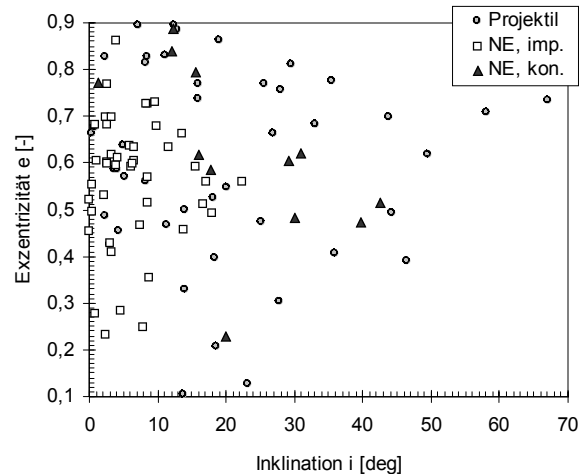


Abb. 6.15: Verteilung der Beeinflussungstechnologie über NEA-Bahneigenschaften Exzentrizität und Inklination.

In Kapitel 2.2.2 wurde für die Modellbildung ein maximaler Zeitraum von  $50 \pm 5$  Jahren zwischen Beginn der Modellierung (1.1.2005) und Zeitpunkt der Kollision festgelegt. Später (Kap. 2.3) wurde untersucht, zu welchem Zeitpunkt die Modellobjekte durch geeignete Suchprogramme frühestens entdeckt werden können. An dieser Stelle soll die minimal erforderliche Vorwarnzeit analysiert werden. Sie ist definiert als Zeitraum zwischen der Kollision und einem Zeitpunkt drei Jahre vor dem spätestens möglichen RF-Start, mit dem ein Objekt erreicht und mit weniger als drei Beeinflussungen von seinem Kollisionskurs abgelenkt werden kann. Die drei Jahre zwischen theoretischem Beobachtungszeitraum und RF-Start dienen der Missionsvorbereitung. Es wird nicht überprüft, ob das Objekt tatsächlich beobachtbar ist. Die Betrachtung erfolgt nur anhand der 93 Asteroiden, für die eine Beeinflussung mit drei oder weniger Maßnahmen möglich ist. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Demnach kann für nur 15 Modellasteroiden eine ausreichende Beeinflussung mit weniger als 10 Jahren Vorwarnzeit erfolgen. Die erfolgreiche Bahnbeeinflussung der Mehrheit (64) der Modellasteroiden erfordert eine Vorwarnzeit zwischen 10 und 30 Jahren. Für 14 Asteroiden sind sogar mehr als 30 Jahre notwendig. Das Ergebnis wird erheblich durch die Annahmen zur Effizienz der Beeinflussungsmethode und zur kritischen Energie für die Objektzerstörung beeinflusst. In beiden Fällen wurden konservative Annahmen getroffen, so dass möglicherweise eine geringere Vorwarnzeit zur Beeinflussung gefährlicher Asteroiden zwischen 100 m und 1 km Größe genügt. Ohne die experimentelle Bestätigung der erwarteten höheren Effizienz für Projektilbeschuss und nukleare Sprengung ist es jedoch ratsam, von einer langen erforderlichen Vorwarnzeit auszugehen und die Suchkampagnen dementsprechend zu verbessern.

In [29] wurden die Vorwarnzeiten für eine künstliche Population von Kollisionsasteroiden anhand von zwei auf LINEAR basierenden Suchstrategien bestimmt. Da diese Population mit der in dieser Arbeit untersuchten Modellpopulation verwandt ist (s. Kap. 2.1), können die Ergebnisse zur erwarteten Vorwarnzeit aus [29] mit denen zur hier bestimmten erforderlichen Vorwarnzeit verglichen werden. Im Falle der besten Suchstrategie ("NEAR-SUN") beträgt die erwartete Vorwarnzeit mehr als 50 Jahre für 65% der Asteroiden mit  $H < 22$  ( $D > 100 \dots 240$  m) und mehr als 10 Jahre für 75%. Mehr als 20% der Asteroiden bleibt bis

zur Kollision unentdeckt! Für Asteroiden mit  $H < 20$  ( $D > 270...600$  m) sieht die Bilanz etwas besser aus: hier besteht für 90% der Asteroiden eine Vorwarnzeit  $> 50$  Jahre und nur 5% bleiben unentdeckt [29]. Es ist also sehr wahrscheinlich, dass besonders für kleinere Asteroiden zwar Technologien zur Bahnbeeinflussung verfügbar sind, aufgrund der kurzen Zeit zwischen Entdeckung und Kollision jedoch keine Beeinflussung möglich ist und bestenfalls eine Evakuierung der vom Einschlag betroffenen Gebiete erfolgen kann.

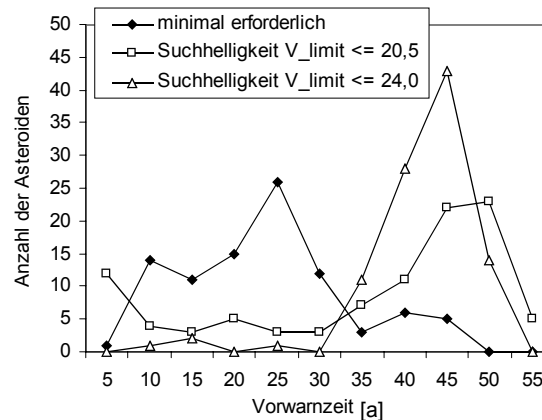


Abb. 6.16: Häufigkeit der Asteroiden über einer minimal erforderlichen Vorwarnzeit und einer aus der Modellierung folgenden Vorwarnzeit für zwei suchbegrenzende Helligkeiten  $V_{\text{limit}} \leq 20,5$  und  $24,0$ .

Für die Modellkometen ist die Bahnänderungsgeschwindigkeit pro Sonnenumlauf durch unbekannte Änderungen der nicht-gravitativen Kraft um zwei bis drei Größenordnungen größer als das Antriebsvermögen von Atombomben (s. Kap. 4.1.1 und 5.3.4). Deshalb kann keine ausreichende Bahnbeeinflussung erfolgen, so dass die wesentlich energie-intensivere Zerstörung untersucht wurde (s. Kap. 4.2). Dennoch zeigen die Ergebnisdigramme im Anhang B den Antriebsbedarf und die erzielbaren Geschwindigkeitsänderungen für den Projektilbeschuss und die nukleare Sprengung. Diese Angaben sind richtig, falls es eine Möglichkeit gäbe, das Ausgasungsverhalten und somit die nicht-gravitativ Kraft eines Kometen exakt zu modellieren. Andernfalls werden folgende Ergebnisse für die Untersuchung der Objektzerstörung erzielt:

- Für Kom001 werden Rendezvousbahnen gefunden, die das Anbringen eines Transponders zur genauen Bahnvermessung erlauben. Eine Zerstörung von Kom001 ist jedoch aufgrund der Objektgröße nicht möglich.
- Kom002 kann lediglich durch Impaktbahnen erreicht werden. Wenn das RF-Projektil zusätzlich mit Atombomben ausgerüstet wird, kann eine Objektzerstörung durch einen einzelnen RF-Start erfolgen.
- Zu Kom003 werden EGA-Rendezvousbahnen gefunden. Der geringste RF-Antriebsbedarf ist dabei 7,476 km/s entsprechend einer maximalen Nutzlast von ca. 1250 kg, so dass mindestens vier RF-Starts für eine Zerstörung erforderlich sind.
- Aufgrund seiner retrograden Bahn kann Kom004 nicht durch ein Rendezvous erreicht werden. Zudem wird Kom004 erst 2023 entdeckt, zwei Jahre vor seinem

Periheldurchgang. Der folgende Periheldurchgang fällt bereits mit dem Zeitpunkt der Kollision zusammen, so dass auch die Suche nach Projektilbahnen erfolglos bleibt.

- Kom005 wird erst 15 Tage vor der Kollision entdeckt, so dass keine geeignete Maßnahme getroffen werden kann. Der Komet ist jedoch nur 144 m groß, so dass er fast vollständig in der Erdatmosphäre verglüht und wenig Schaden anrichtet.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Modelle und Methoden zur Abwendung von Asteroiden- und Kometeneinschlägen entwickelt und auf eine künstliche Population von Objekten angewendet. Für eine wirklichkeitsnahe Simulation erfolgte die Bildung dieser Population unter Berücksichtigung der derzeitigen Erkenntnisse zur bahndynamischen Evolution und zu physikalischen Eigenschaften (Kap. 2). Es wurden numerische Methoden bereitgestellt, um die Bahnen der Modellobjekte unter dem Einfluss der Planeten, kleinerer Himmelskörper und weiterer nicht-gravitativer Störungen zu beschreiben und den Eintritt in die Erdatmosphäre zu simulieren (Kap. 3). Ferner wurden Analysen und numerische Berechnungen durchgeführt, um die wichtigsten Komponenten im Entwurfsprozess von Raumfahrzeugmissionen zu untersuchen:

- Dabei ist das primäre *Missionsziel* die Änderung der Objektbahneigenschaften, so dass das Objekt zum vermeintlichen Kollisionszeitpunkt die Erde verfehlt. Das sekundäre Ziel ist die Zerstörung des Objektes.
- Die *Missionsanforderungen* folgen aus dem zur Bahnbeeinflussung erforderlichen Antriebsbedarf, der zeitabhängig, vektoriell und unter Berücksichtigung der Mehrkörperproblematik ermittelt wurde (Kap. 4.1). Für das Sekundärziel erfolgte eine Abschätzung anhand der kritischen Energie (Kap. 4.2).
- Die *Missionscharakteristik* beinhaltet alternative Technologien zur Bahnbeeinflussung bzw. Objektzerstörung, wobei impulsive Methoden wie Projektilbeschuss und nukleare Sprengung untersucht wurden. Zur Bahnbeeinflussung wurden außerdem kontinuierliche Methoden wie z.B. Niedrigschub-Triebwerke und Sonnenspiegel analysiert und evaluiert (Kap. 5).
- Für den *Missionsentwurf* wurden numerische Methoden zur Bestimmung von energieoptimalen Raumfahrzeug-Transferbahnen zu den Modellobjekten bereitgestellt, die impulsive elliptische bis hin zu Mehrfach-Gravity-Assist-Transfers sowie einfache kontinuierliche Niedrigschub-Transfers beinhalten (Kap. 6).
- Die *Missionsauswahl* erfolgte aufgrund der Erreichbarkeit eines Kollisionsobjektes zu Zeiten eines realisierbaren Antriebsbedarfs (Kap. 6.7). Es wurde analysiert, ob eine Bahnbeeinflussung oder Objektzerstörung überhaupt durchführbar ist und welchen Aufwand diese Maßnahme erfordert.

Im Anschluss werden die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit und Empfehlungen für weiterführende Arbeiten zusammengefasst.

### **Gefährdungspotential**

Die wahrscheinlichste Bedrohung durch Asteroiden besteht bei Objektgrößen zwischen 100 m und 1 km. Für Objekte mit  $D_{NEA} > 1$  km beträgt die Suchvollständigkeit bereits 58-84% (Stand: Februar 2005), ohne ein einziges gefährliches Objekt identifiziert zu haben. Derartig große Asteroiden kollidieren statistisch nur alle 500.000 Jahre mit der Erde. Asteroiden mit  $D_{NEA} < 100$  m verglühen überwiegend beim Atmosphäreneintritt oder explodieren dabei.

Selbst für Objekte mit  $D_{NEA} > 100$  m beträgt die Wahrscheinlichkeit für einen Einschlag in diesem Jahrhundert  $< 1\%$ . Die durch einen NEO-Einschlag entstehenden Schäden sind jedoch verheerend.

Um diese Schäden abzuschätzen, wurde der atmosphärische Eintritt der Modellobjekte simuliert (Kap. 3.2). Generell erfahren die Objekte bei der Annäherung an die Erde infolge der zunehmenden Gravitation einen Geschwindigkeitszuwachs. Wird ein Objekt infolge des hohen Staudrucks bei geringer Atmosphärenhöhe fragmentiert, so vergrößert sich seine Stirnfläche und es erfährt eine Abbremsung. Die kinetische Energie beim Aufschlag kann deshalb nicht allein aus der Objektbahn abgeleitet werden, sondern hängt auch von den Objekteigenschaften ab, insbesondere der Festigkeit. Die Massenverluste durch Ablation sind für intakte Objekte gering (wenige Prozent für C-Typ-Objekte), können jedoch bei fragmentierten und gestauchten Objekten erheblich sein, z.B. 85% für Kom005. Die meisten Modellobjekte überstehen jedoch den Atmosphärenflug und schlagen aufgrund der geringen Objektbahninklinationen ( $i \leq 20^\circ$  für 75% der Modellobjekte) zwischen dem 43. Breitengrad Nord und Süd ein. Es existiert jedoch keine einschlagssichere Zone auf der Erde. Außerdem sind die entstehenden Schäden meist nicht auf den Einschlagsort begrenzt, wie die folgenden Ergebnisse aus Kapitel 3.4 zeigen.

Aufgrund des Verhältnisses aus Land- zu Wasserfläche schlagen ca. 2/3 der Modellobjekte in einen Ozean ein, wobei Flutwellen entstehen, sich ringförmig ausbreiten und an den Küstengebieten zu ca. 10 m hohen Wellen auftürmen. Noch größere Wellen (ca. 30 m) entstehen durch Ozeaneinschläge in Küstennähe, die zumeist sehr dicht besiedelt sind. Aber auch Landeinschläge besitzen einen großen Wirkungsradius, indem sich entstehende Erdbeben ringförmig vom Einschlagsort ausbreiten. Durch 100 m bis 1 km große Objekte wird durchschnittlich eine Landfläche mit einem Radius von  $200 \text{ km} < R < 600 \text{ km}$  verwüstet (Erdbebenstärke  $S_{\text{Richter}} > 5$ ). Zum Vergleich: die Fläche Deutschlands entspricht einem Kreisradius von 340 km.

### **Anforderungen an die Kollisionsabwendung**

Zur Vermeidung einer Kollision wurden die Objektbahnbeeinflussung (Kap. 4.1) und die Objektzerstörung untersucht (Kap. 4.2). Da eine Zerstörung viel energie-aufwendiger ist als eine Bahnbeeinflussung (außer für sehr kurze Vorwarnzeiten), ist das primäre Ziel die Änderung der Bahneigenschaften, so dass ein naher Erdvorbeiflug in einem Erdradius Überflughöhe anstelle einer Erdkollision erfolgt. Die Bestimmung der dazu erforderlichen Bahnänderungsgeschwindigkeit erfolgte nur innerhalb der Objektbahnebene, da ein senkrechter Impuls einen vernachlässigbaren Einfluss besitzt. Es wurde ein Separationsansatz gewählt, um den impulsiven Antriebsbedarf und Angriffswinkel zu optimieren. Beide Parameter wurden für die Modellobjekte innerhalb der Zeitspanne vom 1.1.2005 bis zum jeweiligen Kollisionszeitpunkt unter dem Einfluss der Mehrkörper bestimmt. Dabei wurden die folgenden Erkenntnisse gewonnen (Kap. 4.1.4).

Generell steigt der Antriebsbedarf bis etwa einen Umlauf vor der Kollision kontinuierlich an. Aufgrund der Ellipsenform der Objektbahn wird eine überlagerte Schwingung beobachtet, deren Amplitude sich proportional zur Exzentrizität verhält. Minima treten für Periheldurchgänge und Maxima in Aphelnähe auf. Der Angriffswinkel ist für ganzzahlige NEO-Perioden-

dauern vor einer Kollision nahezu  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  und steigt dazwischen nur geringfügig an (meistens gilt  $\Delta\alpha < 10^\circ$ ), so dass eine optimale Bahnbeeinflussung nahezu tangential zur Objektbahngeschwindigkeit erfolgt. Innerhalb des letzten Umlaufs vor der Kollision wird jedoch ein signifikanter Anstieg des Angriffswinkels beobachtet, so dass hier eine nicht-tangential gerichtete Beeinflussung effizienter ist. Aufgrund des drastischen Anstiegs des Antriebsbedarfs im letzten Umlauf ist hier jedoch keine ausreichende Beeinflussung möglich.

Für eine Vielzahl von Modellobjekten wurde eine Abweichung von dem beschriebenen Verhalten festgestellt, die sich auf einen nahen Vorbeiflug an einem Planeten oder eine resonante Bewegung zurückführen lässt. Zum Zeitpunkt naher planetarer Vorbeiflüge steigt der Antriebsbedarf um bis zu zwei Größenordnungen an, so dass eine Bahnbeeinflussung vor dem Vorbeiflug aufgrund der verstärkenden Wirkung (Analogie zum RF-Gravity-Assist) wesentlich effektiver ist als danach. Handelt es sich zusätzlich um einen resonanten Orbit, so kann der Antriebsbedarf durch einen erneuten Vorbeiflug wieder auf seine ursprüngliche Größe vor dem ersten Vorbeiflug zurückgehen. Trotz einer Analyse des kritischen Arguments sowie der Beschleunigungskomponenten kann das beobachtete Verhalten nicht gänzlich erklärt werden. Möglicherweise kann durch eine Variation der Bahnparameter eines resonanten Modellobjektes und die anschließende erneute Untersuchung des Antriebsbedarfs ein Zusammenhang hergestellt werden.

Die Modellbahnen sind ideale Bahnen indem die Objektpositionen zu jedem Zeitpunkt genau bekannt sind. Aufgrund einer nur begrenzten Bahnbestimmungsgenauigkeit (s. Kap. 4.1.1) und Unsicherheiten in der Modellierung von Bahnstörungen (s. Kap. 3.1.3) treten bei realen Objektbahnen Positionsfehler auf. Für Asteroiden sind diese Fehler im Integrationsintervall kleiner 1.000 km. Durch nahe planetare Vorbeiflüge kann dieser Fehler allerdings verstärkt werden. In der Regel ist jedoch durch die Beeinflussung in einen Überflug mit einem Erdradius Höhe eine ausreichende Sicherheit gegeben. Im Falle einer realen Bedrohung sollte eine Überprüfung der gefundenen Lösung für Antriebsbedarf und Angriffswinkel anhand einer Population aller aufgrund von Beobachtungs- und Modellierungsunsicherheiten möglichen Objektbahnen erfolgen.

Kometen nehmen eine Sonderstellung ein, da sich ihre Bahngeschwindigkeit pro Sonnen-umlauf um  $10^{-2}$  m/s bis  $10^{-1}$  m/s ändern kann. Da das Ausgasungsverhalten eines Kometen nicht konstant und seine Änderung nicht zuverlässig modellierbar sind (s. Kap. 3.1.3), muss die Unsicherheit in der Bahngeschwindigkeit durch die Bahnbeeinflussungsmaßnahme kompensiert werden. Dies gilt auch für ruhende oder erloschene Kometen, da durch den Projektilbeschuss oder die nukleare Sprengung der Komet wieder aktiv werden kann. Im Falle einer realen Bedrohung durch einen vermeintlichen Asteroiden sollte deshalb eine Überprüfung auf einen möglichen Kometenursprung erfolgen.

Anhand von Abbildung 5.5 wurde gezeigt, dass für eine aufgrund der hohen Porosität vermuteten minimalen Effizienz der Energieübertragung durch eine Atombombe das maximale Antriebsvermögen (ca. 0,1 mm/s) um zwei bis drei Größenordnungen geringer ist als der Antriebsbedarf zur Kompensation der Bahnunsicherheit. Deshalb ist für Kometen eine ausreichende Bahnbeeinflussung nicht gegeben, so dass das Sekundärziel untersucht wurde, die Objektzerstörung durch Atombomben.

Um einen tolerierbaren Schaden (Verwüstung im Radius  $< 10$  km) zu gewährleisten, dürfen die entstehenden Kometenbruchstücke nicht größer als 200 bis 300 m sein (s. Tab. 4.1). Für einen Kometen mit  $D_{NEC} < 2$  km ist eine derartige Zerstörung möglich, falls eine RF-Nutzlast von 5 t (entsprechend einer Sprengkraft von 13 Mt TNT) zur Verfügung steht. Ist der Komet größer, so entstehen durch die erste Sprengung viele große Fragmente, die erheblichen Schaden auf der Erde anrichten können. Eine zusätzliche Sprengung dieser Fragmente erscheint aufgrund ihrer großen Anzahl nicht durchführbar. Für die Abwendung einer Gefahr durch Kometen mit  $D_{NEC} > 2$  km wird somit keine Lösung gefunden. Möglicherweise kann durch die numerische Modellierung einer Kometenzerstörung die Größenverteilung und der Impuls der Fragmente bestimmt werden, so dass aus anschließenden Bahnberechnungen das Restrisiko bzw. das Schadenspotential durch die Fragmente abgeschätzt werden kann. Vielleicht tragen die Ergebnisse der RF-Missionen Deep-Impact und Rosetta zur Bestimmung fundierter Modellparameter für eine genauere Modellierung bei.

### **Missionscharakteristik**

In Kapitel 5 wurden diverse Technologien zur Erzeugung des Antriebsbedarfs bzw. zur Objektzerstörung untersucht. Zur Abschätzung des Impulses durch einen *Projektilbeschuss* (Kap. 5.2) wurde die Ähnlichkeitsanalyse herangezogen, um Ergebnisse aus Laborexperimenten zu extrapolieren. Dabei wurde aus der beobachteten exponentiellen Abhängigkeit der kumulierten Kraterauswurfmasse von der normierten Auswurfgeschwindigkeit eine Gleichung zur Abschätzung des Impulses infolge der Kraterbildung gefunden. Dieser Impuls wirkt zusätzlich zu dem Impuls des einschlagenden Raumfahrzeugs und ist von den Objekt- und Projektileigenschaften abhängig. Er kann theoretisch das zehnfache des Projektilimpulses betragen. In der Missionsplanung wurde eine konservative Betrachtung gewählt und der zusätzliche Impuls vernachlässigt, was z.B. für hoch-poröse Objekte zutrifft. Sind mehrere Projektileinschläge zur Erzeugung des Antriebsbedarfs erforderlich, so kommt der erste Einschlag einer Vorerkundung gleich, aus der die Impulsvervielfachung bestimmt und die weiteren Einschläge skaliert werden können. Der Projektilbeschuss erscheint aus technologischer Sicht zum jetzigen Zeitpunkt als durchführbar und eignet sich insbesondere für die Bahnbeeinflussung von Asteroiden mit  $D_{NEA} < 500$  m (Kap. 6.7). Aufgrund der zu geringen Energiedichte ist ein Einsatz zum Zwecke der Objektzerstörung nicht sinnvoll. Dennoch muss bei der Missionsplanung überprüft werden, ob die kinetische Projektilenergie die kritische Energie für eine Objektzerstörung übersteigt.

Für die Untersuchung von *Atombomben* (Kap. 5.3) wurde aufgrund der punktförmigen Energiefreisetzung der gleiche Ansatz zur Impulsbestimmung gewählt wie für den Projektilbeschuss. Die Möglichkeit einer Höhenexplosion wurde aufgrund der geringen Effizienz nicht betrachtet. Es wurde gezeigt, dass eine Bodenexplosion sowohl für den Zweck der Bahnbeeinflussung als auch der Objektzerstörung eine höhere Effizienz bezüglich der Nutzlastmasse erreicht als eine Tiefenexplosion. Die größte Unsicherheit in der Bestimmung des Antriebsvermögens entsteht durch den materialabhängigen Parameter  $\alpha$ , der für große Porositäten minimal ( $3/7$ ) und für nicht-poröses Material maximal ( $3/4$ ) wird. Da einerseits keine analytische oder empirische Beschreibung für diesen Zusammenhang existiert und andererseits die Einfluss nehmenden Eigenschaften eines NEOs meist unbekannt sind, wurde eine konservative Abschätzung durch Verwendung der minimalen Effizienz getroffen.



Unter Berücksichtigung einer zur Vermeidung einer Objektzerstörung maximal zulässigen Energiedichte von 100 J/kg, kann ein Asteroid mit  $D_{NEA} \leq 8$  km um mindestens 1,6 mm/s beschleunigt werden. Für  $D_{NEA} > 8$  km wird die maximale Nutzlastmasse von 5 t durch die Atombombe beansprucht, und das Antriebsvermögen verhält sich umgekehrt proportional zur Objektmasse. Aufgrund des konstanten Antriebsvermögens für  $D_{NEA} \leq 8$  km können alle Ergebnisse, die für die Modellasteroiden ( $100 \text{ m} < D_{NEA} < 1 \text{ km}$ ) erzielt wurden (Kap. 6.7), in diesen Bereich übertragen werden. Dabei ist nur zu prüfen, ob sich die Anzahl der RF-Missionen durch die erforderliche größere Nutzlastmasse (maximal 5 t) erhöht. Eventuell ist das Antriebsvermögen durch Atombomben um 1-2 Größenordnungen größer (für  $\alpha = 0,60$  bzw.  $0,75$ ). Dieser Sachverhalt muss jedoch experimentell überprüft werden.

Weiter wurde die Eignung von *Antriebssystemen* (Kap. 5.4) zur NEO-Bahnbeeinflussung analysiert. Demnach ist der Betrieb gelandeter chemischer Antriebe zwar prinzipiell möglich, das Antriebsvermögen ist jedoch aufgrund der geringen Menge mitgenommenen Treibstoffs und der niedrigen Effizienz des Triebwerks gering. Problematisch für den Betrieb eines auf der NEO-Oberfläche verankerten Antriebs ist auch der Rotationszustand des Objektes. Geeignet erscheint deshalb die Gravitationskopplung kontinuierlicher Ionen- oder Plasmaantriebe, die eine Beeinflussung von Asteroiden mit  $D_{NEA} < 500$  m ermöglicht. Dazu ist jedoch ein mehrjähriger Betrieb in der unmittelbaren Nähe eines rotierenden ungleichförmigen Objektes erforderlich. Da der Projektilbeschuss über ein ähnliches Antriebsvermögen verfügt und die Vorteile einer wesentlich geringeren Komplexität und eines größeren Einsatzgebietes (einfachere Transferbahn) aufweist, erfolgte eine Auswahl zu Ungunsten der Antriebssysteme. Andere Antriebstechnologien wie Solarsegel, Magnetsegel oder Massenkatapult wurden aufgrund einer zu großen Systemmasse oder Problemen bei der gerichteten Kraftübertragung verworfen.

Der *Sonnenspiegel* (Kap. 5.5) zählt zu den innovativsten Technologien zur Bahnbeeinflussung, da er die frei verfügbaren Ressourcen Sonnenenergie und Objektmaterial zur Impulserzeugung nutzt. Aus der eindimensionalen Modellierung der Verdampfung von Oberflächenmaterial und einer Abschätzung zur Spiegelgeometrie folgt, dass ein Spiegel mit  $D = 630$  m (5 t Masse) bei einer Brennweite von 1,25 km ca. 800 N Schub auf einem Asteroiden hervorrufen kann, bzw. ca. 200 N auf einem Kometen in 4 AE Sonnenentfernung für 145 km Brennweite. In Analogie zur Überschallströmung einer Düse ins Vakuum wurde die Dampfausbreitung modelliert, um auf das Kondensatschichtwachstum auf der Spiegeloberfläche und somit die Degradation des Spiegels zu schließen. Als Resultat kann ein Spiegel nur ca. 10-30 Minuten zur NEA-Beeinflussung eingesetzt werden, zu kurz selbst für die Ablenkung sehr kleiner Asteroiden. Zur Verlängerung der Lebensdauer wurden verschiedene Ansätze diskutiert, die jedoch keine deutliche Verbesserung versprechen. Des Weiteren wurden Probleme der Spiegelpositionierung und Nachführung diskutiert, die insgesamt zu dem Schluss führen, dass der Sonnenspiegel keine Option zur Bahnbeeinflussung von Asteroiden ist.

Ein Einsatz auf Kometen verspricht aufgrund der größeren Entfernung Spiegel-Brennfleck zwar eine größere Lebensdauer, das Antriebsvermögen ist jedoch geringer als die Bahngeschwindigkeitsänderung infolge der nicht-gravitativen Kraft, die auf einem ähnlichen Prinzip beruht. Eventuell kann durch einen Spiegelbetrieb in geringerer Sonnenentfernung

ein größeres Antriebsvermögen erzielt werden, dem jedoch eine verminderte Lebensdauer entgegen wirkt.

In der Diskussion weiterer ablativer Methoden zur Bahnbeeinflussung (Kap. 5.6) wurde gezeigt, dass sowohl Weltraum- als auch erdgebundene *Laser* aufgrund eines zu geringen Antriebsvermögens ungeeignet sind. Auch die *Mikrowellenstrahlung* scheitert aufgrund der Systemgröße. Schließlich wurde gezeigt, dass die Nutzung des *Yarkovsky-Effekts* aufgrund des zu geringen Antriebsvermögens und der technologischen Probleme für eine Bahnbeeinflussung ungeeignet ist (Kap. 5.7) .

### **Missionsentwurf**

Im Missionsentwurf (Kap. 6) wurden numerische Methoden zur Berechnung und Optimierung von Raumfahrzeug-Transferbahnen zu den Modellobjekten entwickelt. Diese Programme können aufgrund der verwendeten Ephemeridendatenbanken auch für Transferuntersuchungen zu den Planeten und realen Asteroiden und Kometen genutzt werden. Eine Evaluierung der Programme erfolgte z.B. anhand von Missionen zu diesen Himmelskörpern. Entsprechend der Anforderungen der in der Missionscharakteristik identifizierten Technologien zur Bahnbeeinflussung wurden drei Missionsbahntypen untersucht: 1) impulsive Rendezvousbahnen (direkt und Gravity-Assist) zur Vorerkundung oder Bahnbeeinflussung von NEOs mittels nuklearer Sprengung, 2) impulsive direkte Impaktbahnen zur Bahnbeeinflussung durch Projektilbeschuss, und 3) direkte kontinuierliche Niedrigschub-Rendezvousbahnen zur Vorerkundung oder Bahnbeeinflussung von NEOs mittels nuklearer Sprengung.

Das eingesetzte Verfahren zur Bestimmung direkter impulsiver Transferbahnen basiert auf dem Gauß- bzw. Lambert-Problem. Die Bestimmung der Transferellipsen für Gravity-Assist-Transfers beruht ebenfalls auf diesem Verfahren, nutzt aber zusätzlich ein neues Verfahren zur Optimierung der Gravity-Assist-Geometrie unter Verwendung der Downhill-Simplex-Methode. Aus Gründen der CPU-Rechenzeit wurden nur Erd-Gravity-Assists untersucht. Die Untersuchung von Impaktbahnen erfolgte in Analogie zu direkten Rendezvousbahnen, jedoch unter Maximierung des Projektilimpulses bei der Ankunft am Zielobjekt. Die kontinuierlichen Niedrigschub-Rendezvousstransfers wurden als Optimalsteuerungsproblem abstrahiert, dass mit Hilfe des direkten Verfahrens NUDOCCCS gelöst wurde.

Für alle Verfahren wurde eine übergeordnete Prozedur verwendet, die das zeitliche Suchfenster durchläuft. Diese Prozedur ist durch die Wahl einer zwar kleinen jedoch konstanten Schrittweite starr. Es werden zwar sehr gute Lösungen erzielt, aufgrund einer fehlenden Iteration entspricht diese jedoch nicht immer der optimalen Lösung. Auch die CPU-Rechenzeit könnte durch ein entsprechendes übergeordnetes Optimierungsverfahren reduziert werden.

### **Missionsauswahl**

Schließlich wurden die vorangegangenen Modelle und Methoden in der Missionsanalyse zusammengeführt (Kap. 6.7). Aufgrund der objektspezifischen und zeitabhängigen Untersuchung von Impulsbedarf und Missionsentwurf konnten Aussagen über die Erreichbarkeit von Kollisionsobjekten zu Zeiten eines geringen Antriebsbedarfs und somit über die tatsäch-

liche Durchführbarkeit einer Beeinflussungs- bzw. Zerstörungsmission getroffen werden. Demnach kann für 43% der Modellasteroiden die Kollision mit der Erde durch nur eine Bahnbeeinflussung vermieden werden. Weitere 35% der Modellasteroidenkollisionen können durch zwei und weitere 15% durch drei Bahnbeeinflussungen abgewendet werden. Für 6% werden vier bis sechs Bahnbeeinflussungen benötigt. Nur für Ast032 ist der Antriebsbedarf aufgrund der sehr stabilen Bahn (1:1 Resonanz mit der Erde) zu hoch, und es sind mehr als 50 Bahnbeeinflussungen erforderlich.

Asteroiden mit  $D_{NEA} < 500$  m werden vorzugsweise durch den Projektilbeschuss beeinflusst. Mit zunehmender Objektgröße vermindert sich jedoch das Antriebsvermögen von  $\Delta v > 10$  mm/s für  $D_{NEA} \cong 100$  m auf  $\Delta v < 1$  mm/s für  $D_{NEA} \cong 1.000$  m. Asteroiden mit  $D_{NEA} > 500$  m müssen zumeist durch den Einsatz von Atombomben beeinflusst werden, wobei sie für Bahninklinationen  $i < 20^\circ$  überwiegend durch impulsive Rendezvous transfers und für größere Inklinationen teilweise durch kontinuierliche Rendezvousbahnen erreicht werden. Eine Sonderstellung nehmen Asteroiden auf hochexzentrischen Bahnen ein, da sie fast nur durch Impaktbahnen erreichbar sind. Falls der Antriebsbedarf derartiger Objekte zu groß ist, kann das Projektil zusätzlich mit einer Atombombe versehen werden.

Die minimal erforderliche Vorwarnzeit beträgt nur für 15 von 93 untersuchten Modellasteroiden weniger als 10 Jahre, für die Mehrheit (64) ist sie zwischen 10 und 30 Jahren. Für 14 Asteroiden sind mehr als 30 Jahre notwendig. Aufgrund der konservativen Annahmen für die Effizienz der Beeinflussungsmethode und die kritische Energie für eine Objektzerstörung genügen möglicherweise geringere Vorwarnzeiten zur Beeinflussung gefährlicher Asteroiden zwischen 100 m und 1 km Größe. Optimistischere Aussagen sollten jedoch nur auf Basis experimentell bestätigter Effizienzen für Projektilbeschuss und nukleare Sprengung erfolgen. Nur durch den Ausbau der bestehenden Suchkampagnen zur Entdeckung erdnaheer Objekte können gegebenenfalls derartig lange Vorwarnzeiten erzielt werden. Besonders für kleinere Objekte ( $D < 250$  m) besteht jedoch die Gefahr, dass sie erst unmittelbar vor einer Kollision entdeckt werden (s. Kap. 6.7). Dann kann trotz verfügbarer Technologien zur Bahnbeeinflussung nur noch eine Evakuierung der durch den unvermeidlichen Einschlag betroffenen Gebiete erfolgen.

Für Kometen ist keine ausreichende Bahnbeeinflussung möglich, so dass die Objektzerstörung durch Atombomben zur Kollisionsabwendung untersucht wurde. Trotz der sehr kleinen Population untersuchter Kometen (5) wurde ein sehr großes Spektrum an Ergebnissen erzielt. Demnach stellen Kometen mit  $D_{NEC} < 200 \dots 300$  m nur eine geringfügige Gefahr dar, da sie fast vollständig beim Atmosphäreneintritt verglühen (Kom005). Für Kometen mit  $D_{NEC} < 2$  km kann eine Objektzerstörung erfolgen, falls der Komet durch Impakt- oder Rendezvousbahnen erreicht werden kann (Kom002, Kom003). Ist das Objekt größer, so kann ein Transponder zur genauen Bahnvermessung an dem Kometen angebracht werden, falls eine Rendezvousbahn existiert. Dadurch kann zwar das Kollisionsrisiko besser bestimmt werden, eine Kollisionsabwendung durch eine Zerstörung ist jedoch nicht möglich (Kom001). Für unerreichbare Objekte (Kom004, retrograde Bahn) besteht nicht einmal diese Option.

## **Ausblick**

Es wurden die folgenden Schwerpunkte für weiterführende Studien identifiziert:

- die Untersuchung des Antriebsbedarfs zur Bahnbeeinflussung resonanter Objekte auf eine Abhängigkeit zu den Bahnparametern zum Verständnis des beobachteten Verhaltens,
- eine Sensitivitätsanalyse zu Antriebsbedarf und Angriffswinkel auf Bahnunsicherheiten durch Beobachtung und Modellierung zur Gewährleistung der Vorbeiflugentfernung bei realen Missionen,
- die numerische Modellierung der Zerstörung von Kometen mit  $D_{NEC} > 2$  km zur Bestimmung von Größenverteilung und Impuls der Fragmente und die anschließende Bahnberechnung zur Bestimmung des verbleibenden Schadenspotentials,
- die Untersuchung neuer Lösungskonzepte zur Vermeidung der Sonnenspiegeldegradation sowie Probleme der Spiegelpositionierung,
- die detaillierte Modellierung des Ausgasungsverhaltens von Kometen zur Vorhersage der Entwicklung der nicht-gravitativen Kraft und die Bereitstellung der erforderlichen Modellparameter durch RF-Missionen,
- die experimentelle Untersuchung zum Antriebsvermögen durch Atombomben auf Kometen, um gegebenenfalls doch die Möglichkeit der Bahnbeeinflussung größerer Kometen ( $> 2$  km) zu identifizieren,
- die numerische Untersuchung zur Bahnbeeinflussung von Doppelasteroiden, insbesondere die bahndynamische Entwicklung des Satelliten nach der Beeinflussung des Zentralkörpers.

## Anhang A - Bahnmechanische Begriffe

In dieser Arbeit erfolgt die Beschreibung der Bahnen von Planeten, Asteroiden, Kometen und Raumfahrzeugen im heliozentrisch-ekliptischen Koordinatensystem (HKS), das zum Referenzzeitpunkt J2000 (1. Januar 2000, 12:00:00 Uhr UTC, entspricht dem Julianischen Datum 2.451.545,0) definiert wird. Dieses System ist inertial, das heißt es wird gegenüber dem Sternenfeld nicht beschleunigt und rotiert nicht, so dass Newtons Gesetze in diesem System gelten. Der Ursprung liegt im Schwerpunkt der Sonne. Das Koordinatensystem ist definiert durch die x-y-Ebene in der Ekliptik – der Erdbahnebene zum Referenzzeitpunkt. Die x-Achse ist durch die Schnittlinie aus momentaner Erdbahnebene und Erdäquatorebene zum Referenzzeitpunkt definiert und zeigt entgegen dem Frühlingspunkt. Die z-Achse steht senkrecht auf der x-y-Ebene und zeigt in die Richtung des Erdnordpols zum Referenzzeitpunkt.

Die Darstellung der Objektbahnen im HKS erfolgt mit kartesischen Koordinaten in Form dreidimensionaler Positions- und Geschwindigkeitsvektoren oder in Form von sechs klassischen Bahnelementen:

- $a$ , die große Halbachse – eine Konstante, die die Größe der Bahn definiert,
- $e$ , die Exzentrizität – eine Konstante, die die Form der Bahn definiert,
- $i$ , die Inklination – der Winkel zwischen der z-Achse und dem Bahndrehimpulsvektor,
- $\Omega$ , die Länge des aufsteigenden Knotens – der Winkel, innerhalb der Ekliptikebene, zwischen der x-Achse und dem Punkt, an dem das Objekt die Ekliptikebene beim Aufstieg (nordwärts) schneidet,
- $\omega$ , das Argument des Perihels – der Winkel, innerhalb der Bahnebene, zwischen dem aufsteigenden Knoten und dem Punkt des Perihels, entlang der Umlaufrichtung,
- $t$ , die Zeit seit dem Periheldurchgang – stellvertretend wird auch  $v$ , die wahre Anomalie genannt. Sie ist der Winkel, innerhalb der Bahnebene, zwischen dem Punkt des Perihels und der Position des Objektes zum Zeitpunkt  $t$ . Außerdem kann die exzentrische Anomalie  $E$  zur Beschreibung der Position auf der Bahn herangezogen werden (Abb. A1.1).

Zur besseren Veranschaulichung der Objektbahn werden häufig der sonnennaheste Punkt auf der Umlaufbahn, der Perihelabstand

$$q = a(1 - e) \tag{A.1}$$

und der sonnenfernste Punkt, der Aphelabstand

$$Q = a(1 + e) \tag{A.2}$$

verwendet.

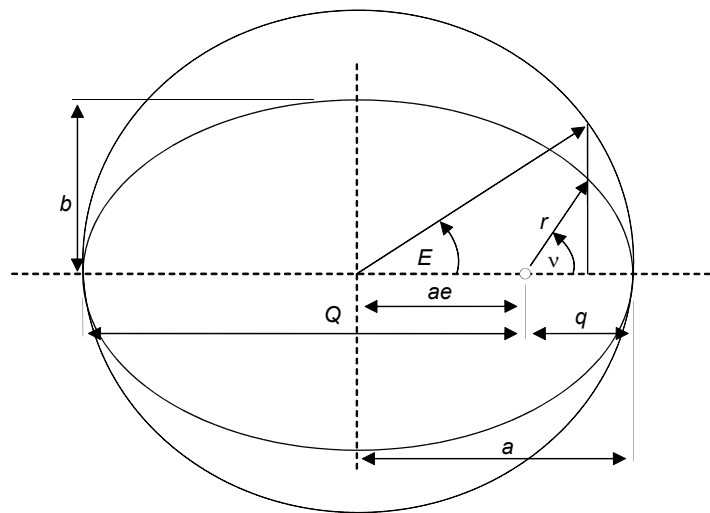
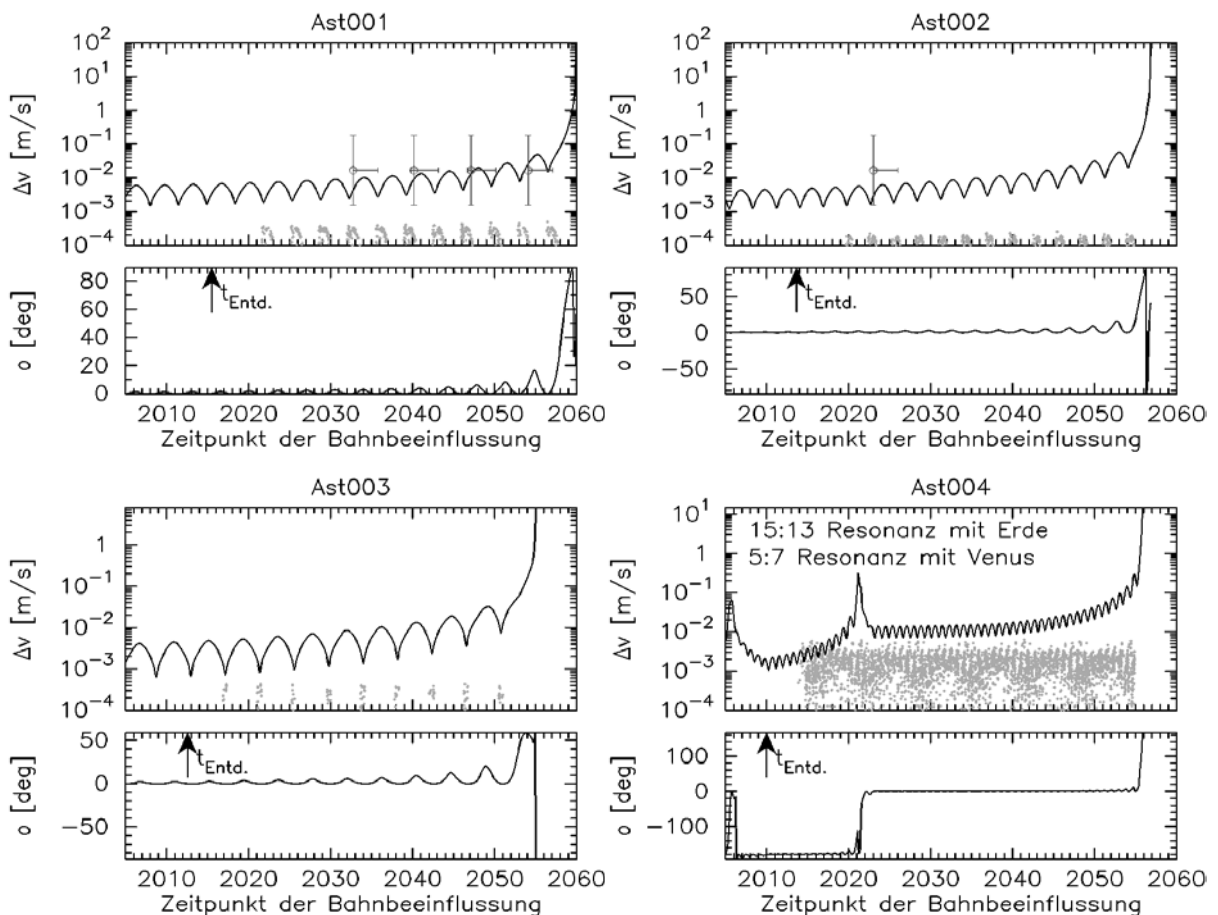


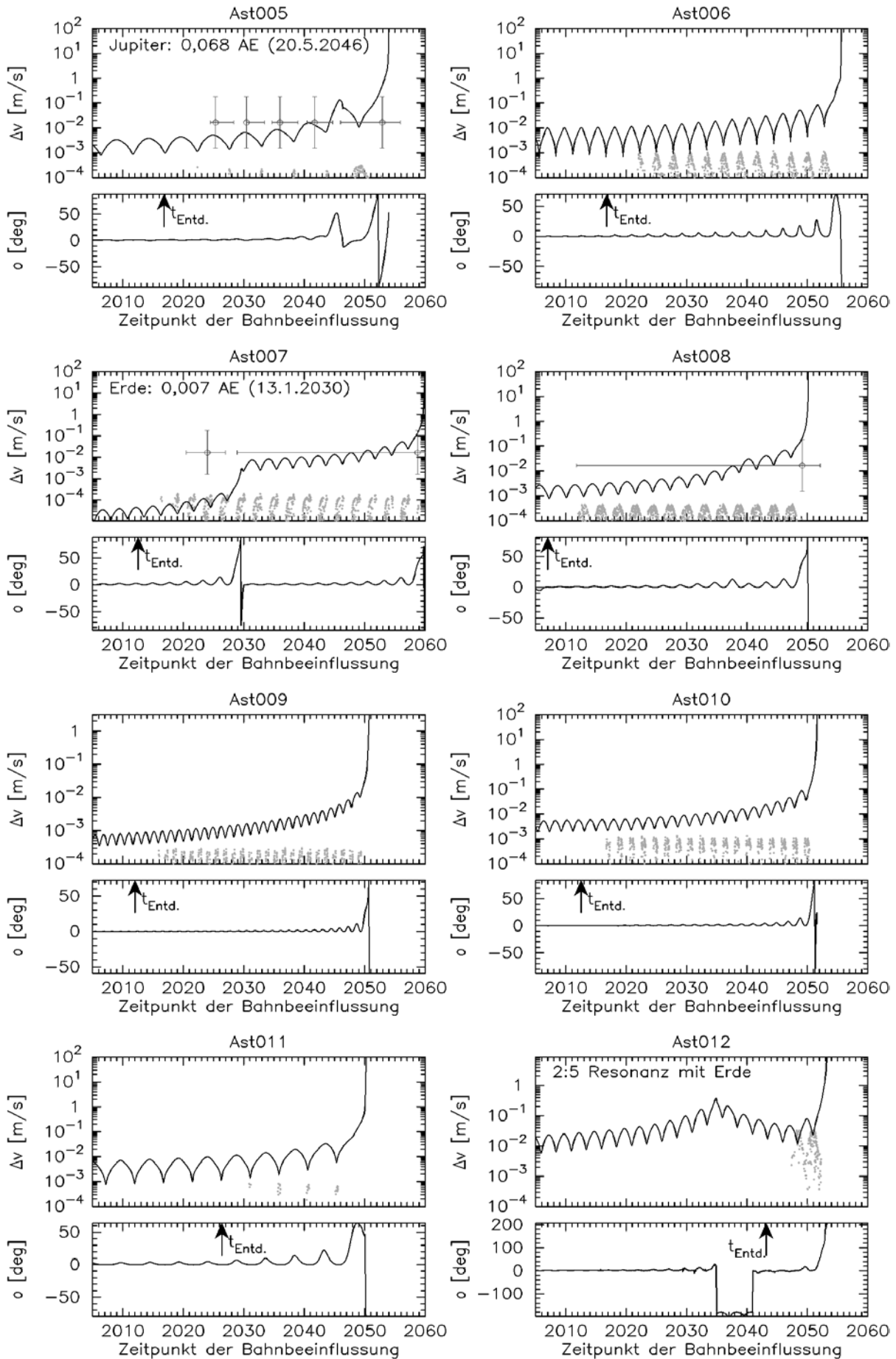
Abb. A1.1: Definition der wahren Anomalie  $v$  und der exzentrischen Anomalie  $E$ .

## Anhang B – Ergebnisdiagramme

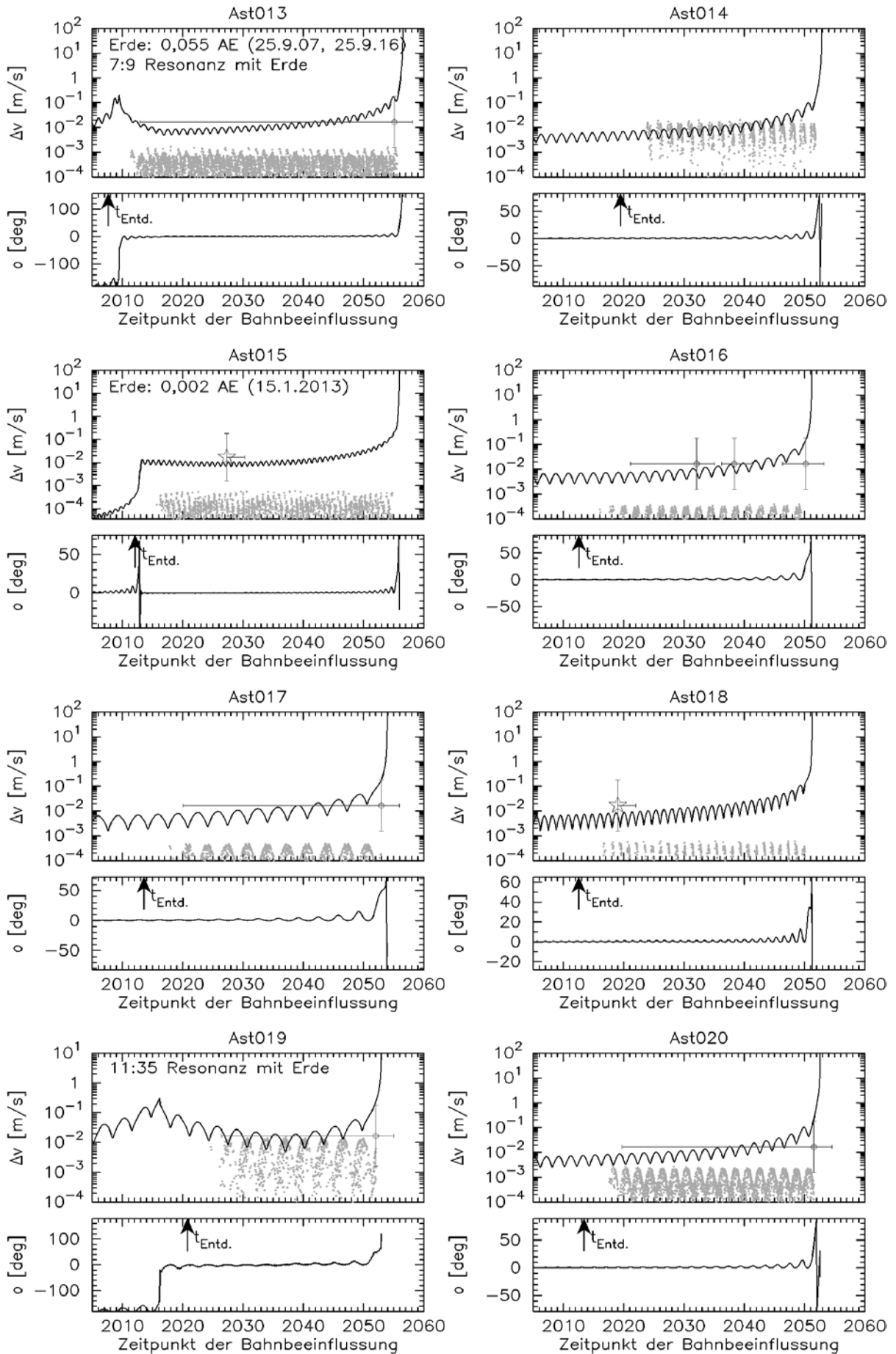
Im Folgenden sind die Ergebnisdiagramme aus den Berechnungen von minimalem Antriebsbedarf  $\Delta v$  und optimalem Angriffswinkel  $\alpha$  zur Bahnbeeinflussung eines Objektes dargestellt (s. Kap. 4.1.4). Der Schubwinkel und der Antriebsbedarf werden bezüglich einer Vorbeiflugentfernung von einem Erdradius (gemessen von der Erdoberfläche) bestimmt. Die Diagramme beschreiben den zeitlichen Verlauf beider Parameter vom 1.1.2005 bis zum jeweiligen Kollisionszeitpunkt mit der Erde. Dieser variiert zwischen dem 1.1.2050 und 1.1.2060. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird auf eine Darstellung von Geschwindigkeiten größer als 100 m/s verzichtet. Das  $\alpha$ -Diagramm zeigt außerdem den frühestmöglichen Zeitpunkt einer Objektentdeckung (Pfeil), (s. Kap. 2.3). Der Kollisionszeitpunkt ist wenige Stunden bis Tage nach Erreichen der  $\Delta v$ -Grenze (100 m/s) und ist nicht explizit gekennzeichnet.

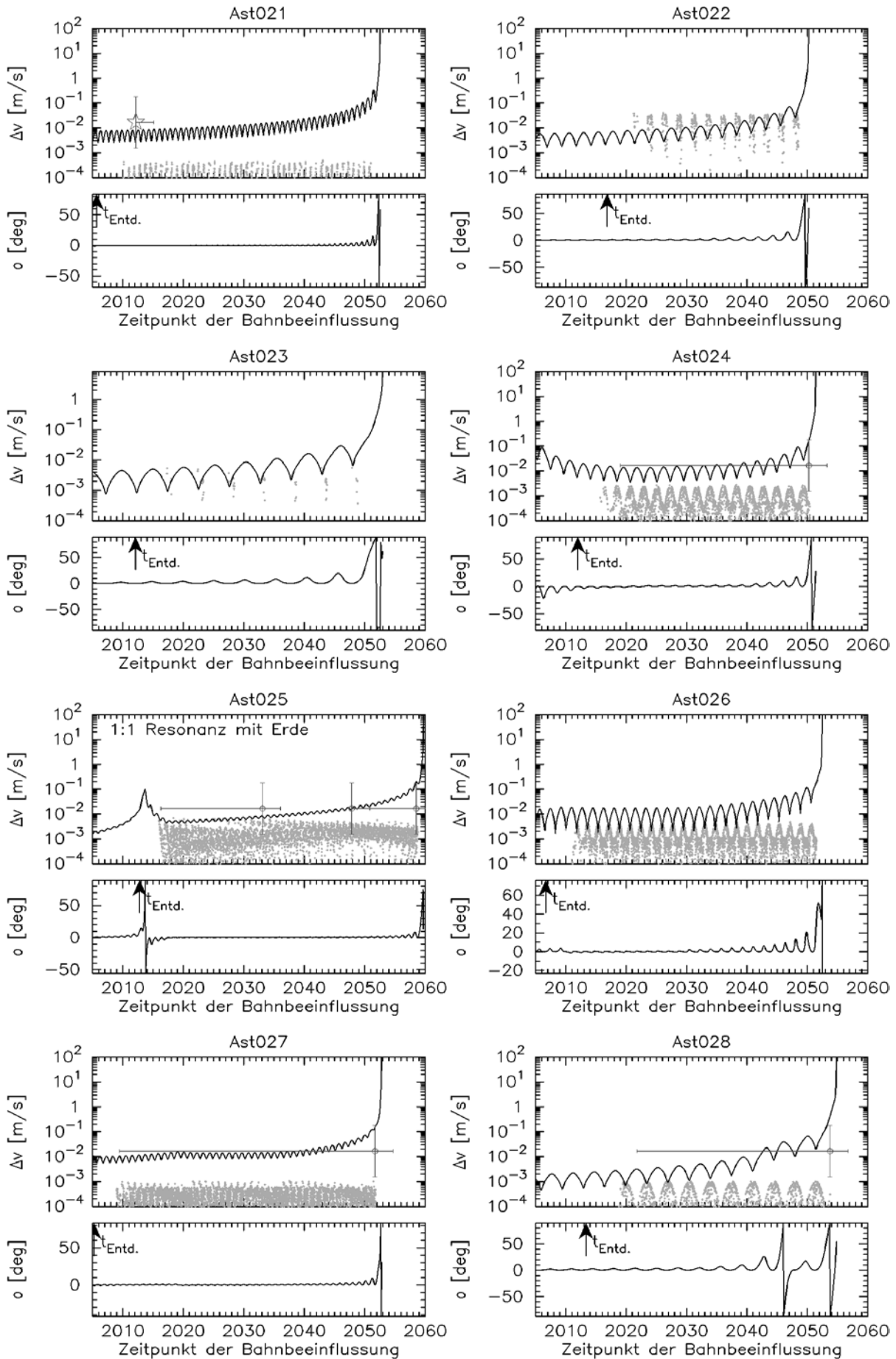
Überlagert zum geforderten Antriebsbedarf ist die erzielbare Geschwindigkeitsänderung durch den Projekttilbeschuss (hellgraue Punkte) und durch den Einsatz von Atombomben dargestellt (s. Kap. 6.7). Die Atombomben werden durch RF mit chemischem Antrieb (dunkelgraue Kreise) oder kontinuierlichem Niedrigschub-Antrieb (dunkelgraue Sterne) zum Ziel geliefert. Für den Projekttilbeschuss wird die Impulsvergrößerung mit 1 angenommen, entsprechend einer minimalen Effizienz (s. Kap. 5.2). Für die Beeinflussung durch nukleare Sprengung werden eine minimale, mittlere und maximale Effizienz unterschieden (vertikaler Fehlerbalken, s. Kap. 5.3.4). Mehrere benachbarte Lösungen zur Beeinflussung durch Atombomben sind durch horizontale Balken gekennzeichnet. Dieser Balken berücksichtigt ebenfalls eine maximale Wartezeit von drei Jahren zwischen Rendezvous und Zündung der Atombombe.

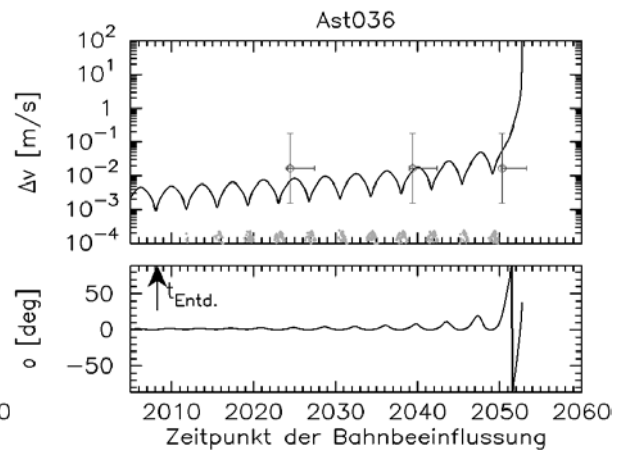
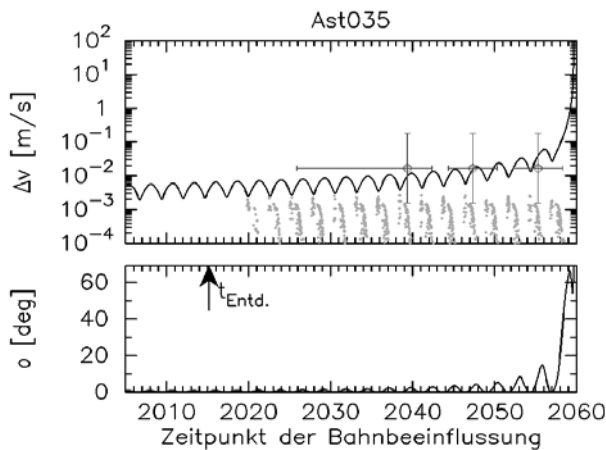
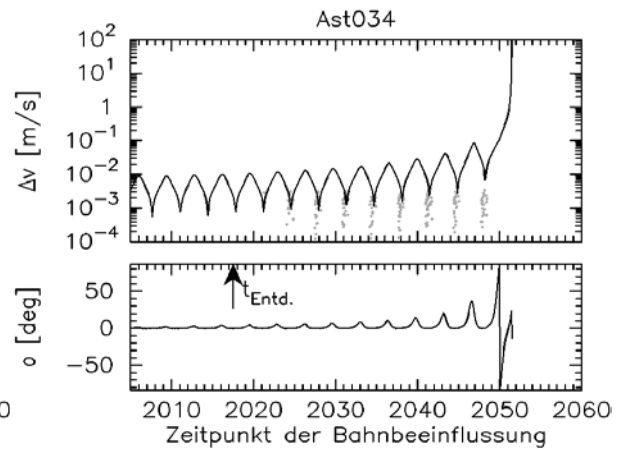
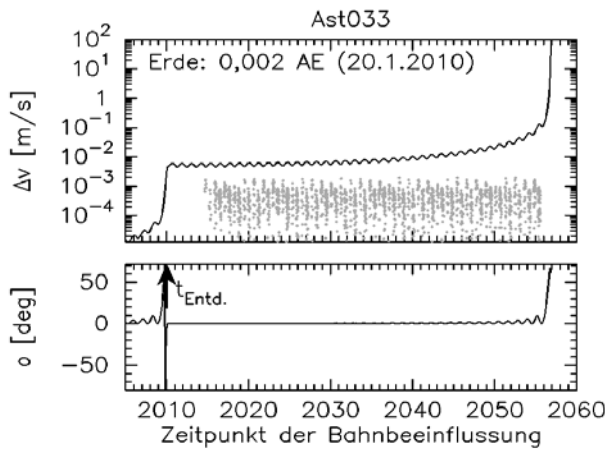
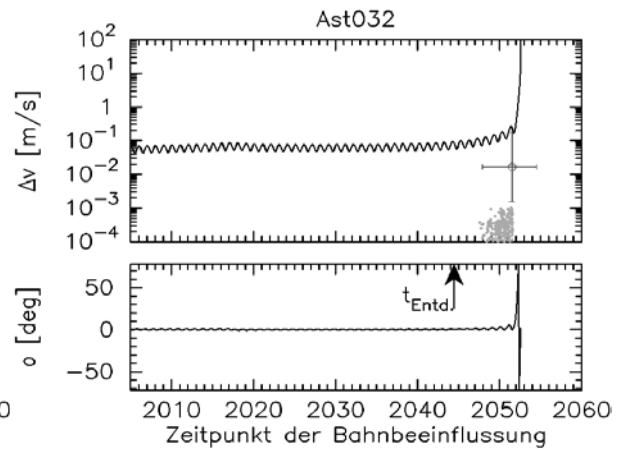
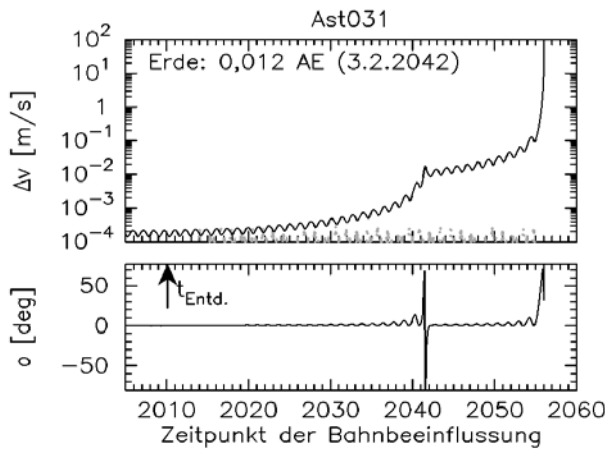
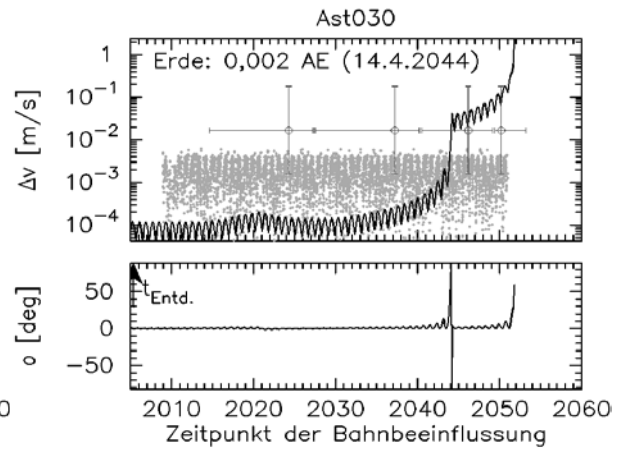
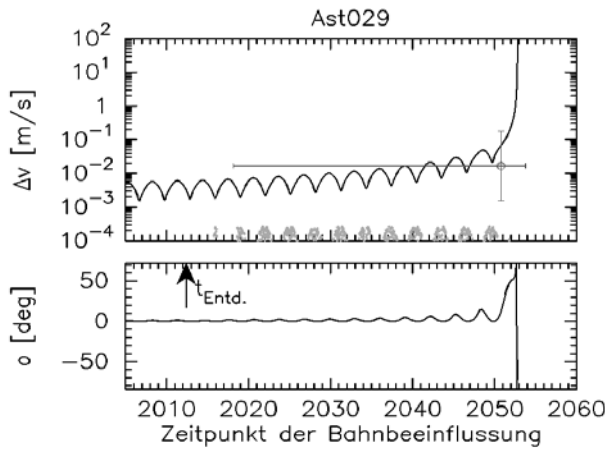


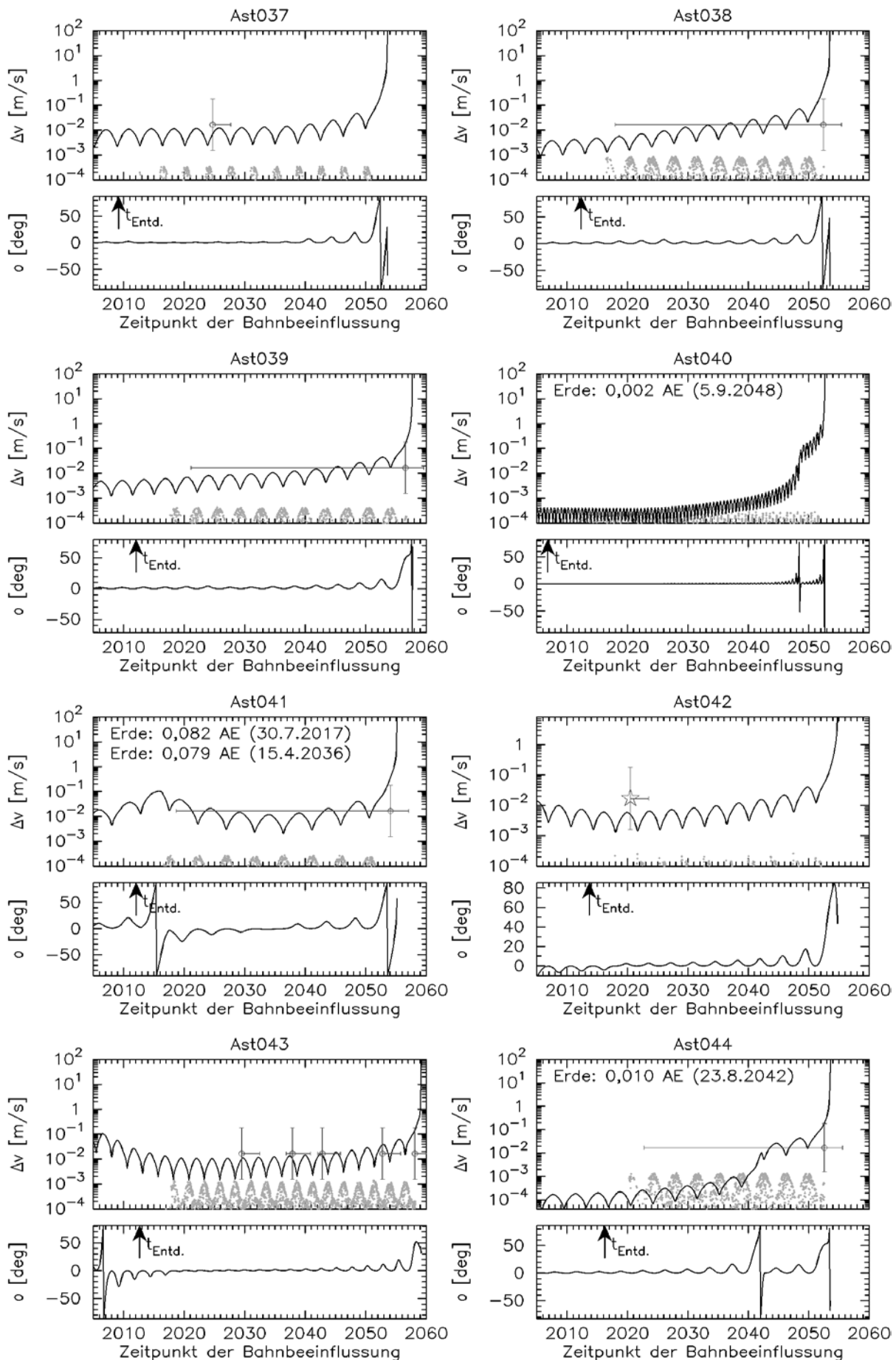


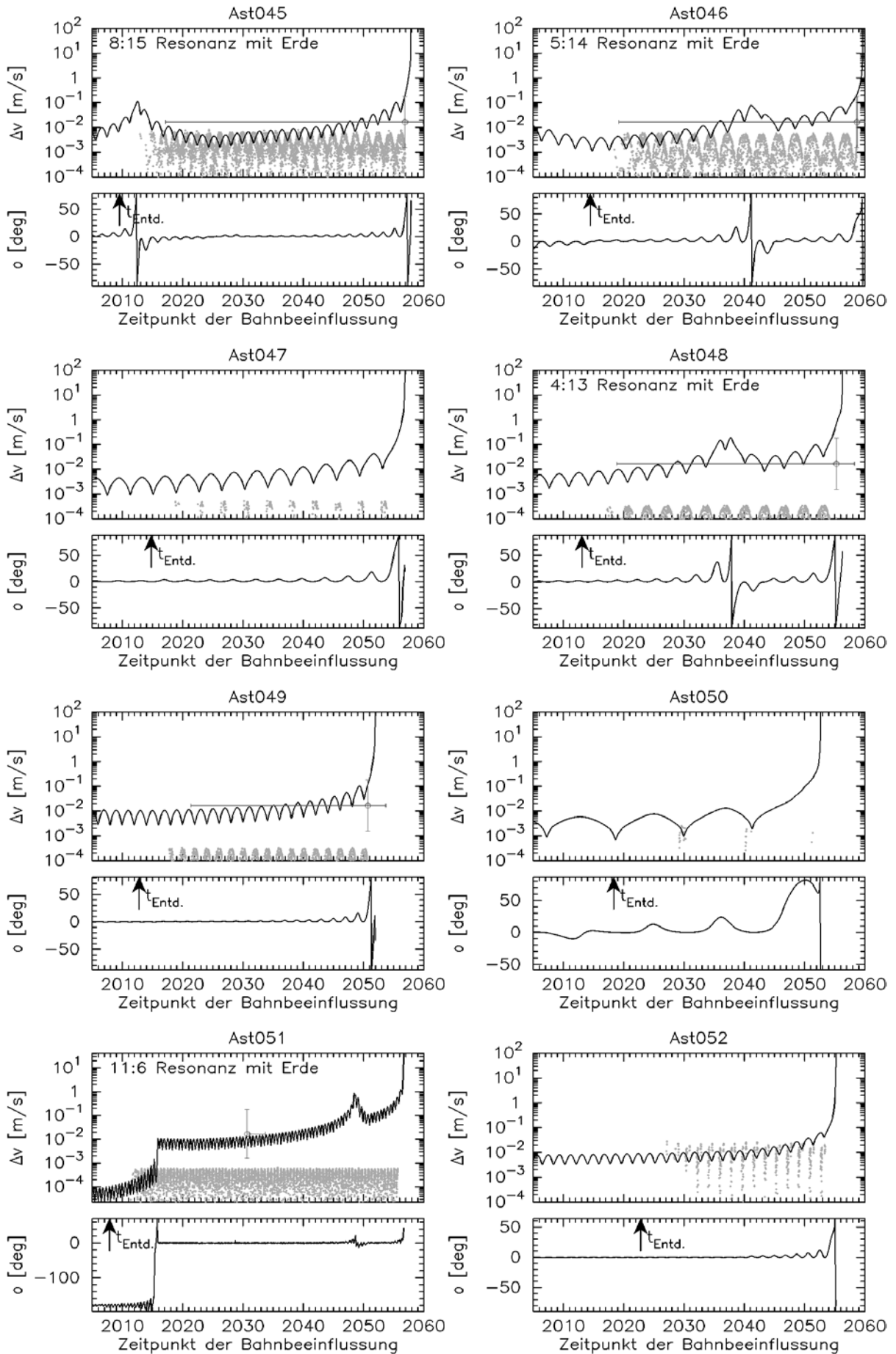


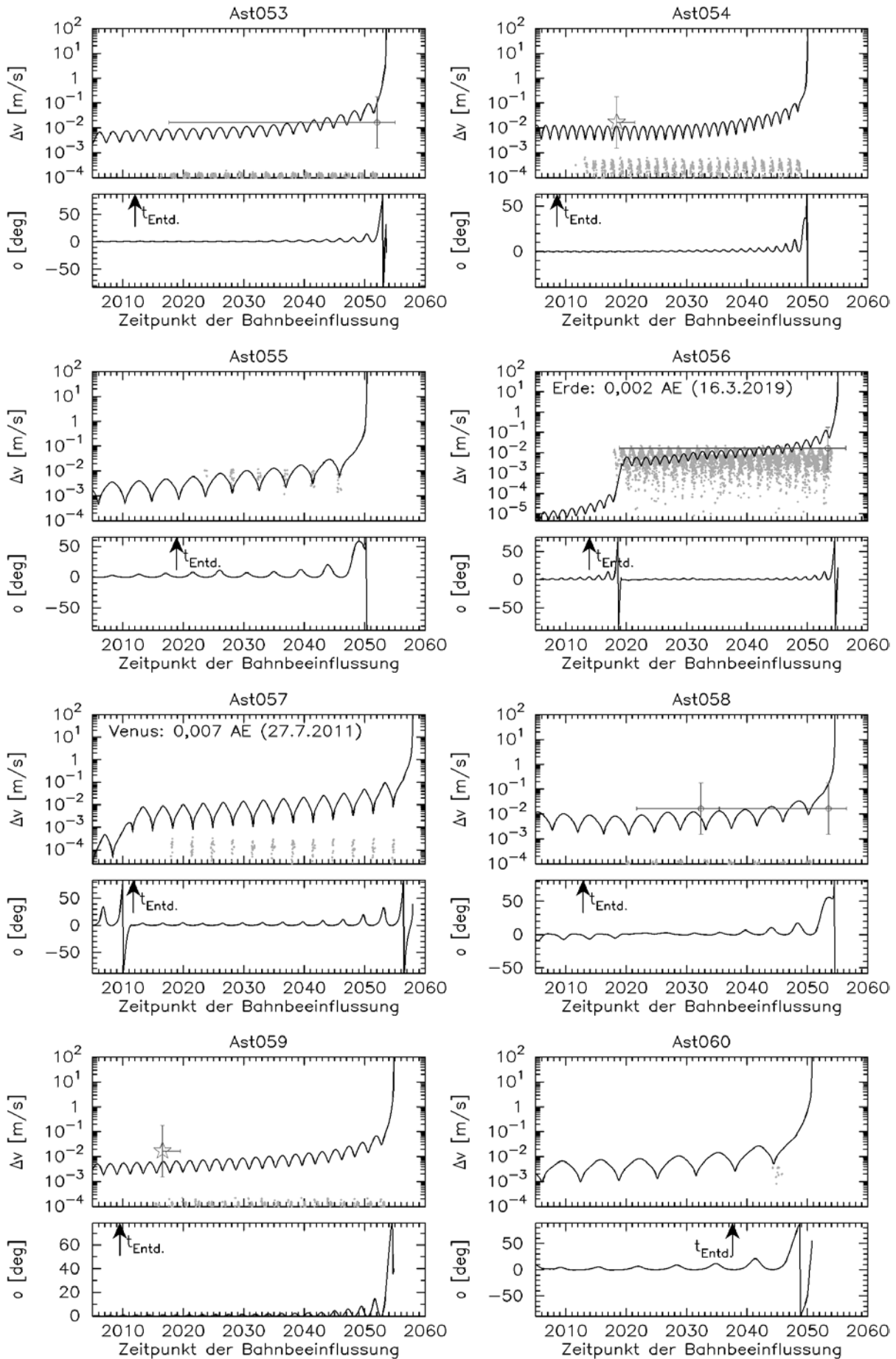


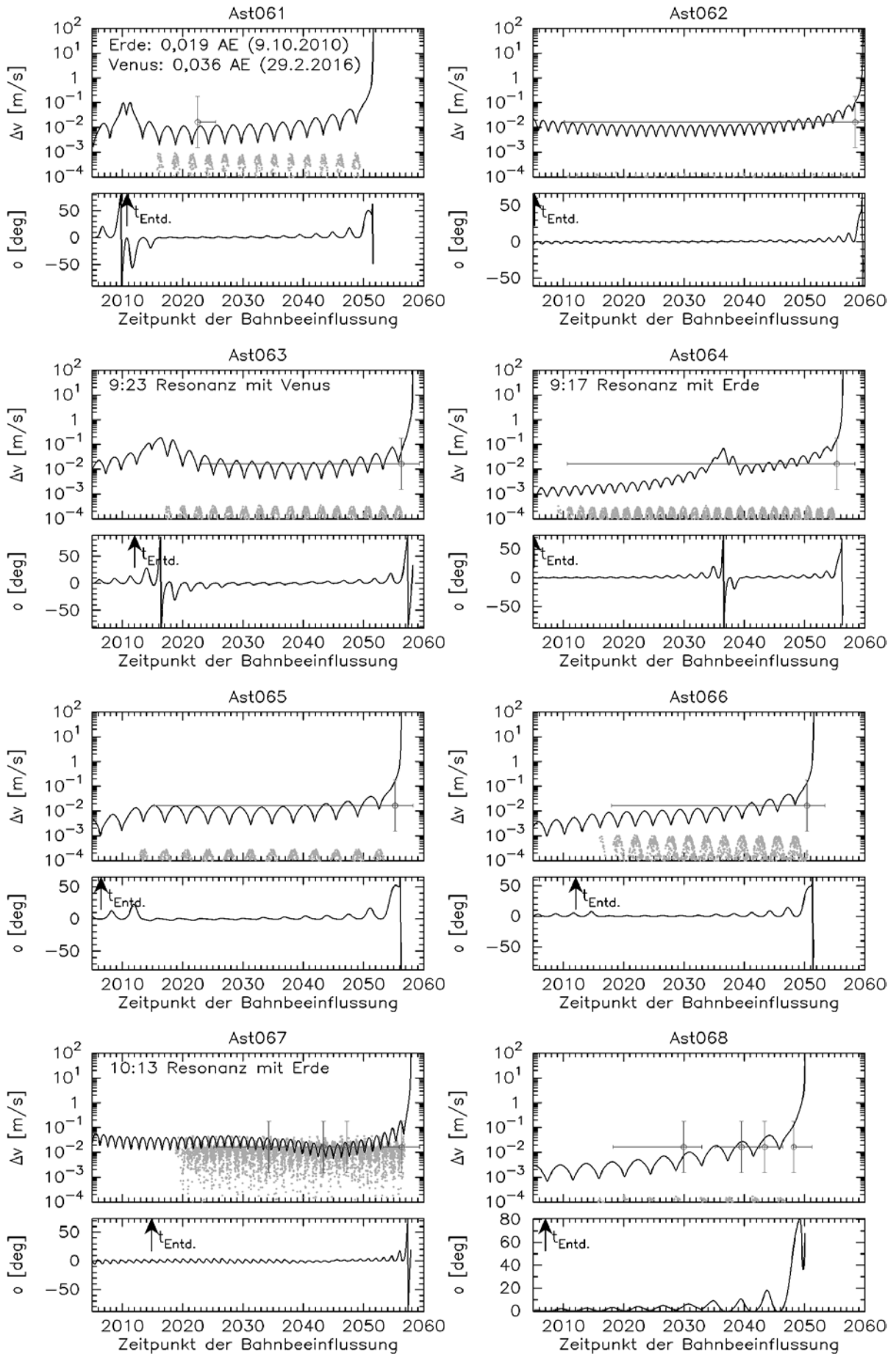


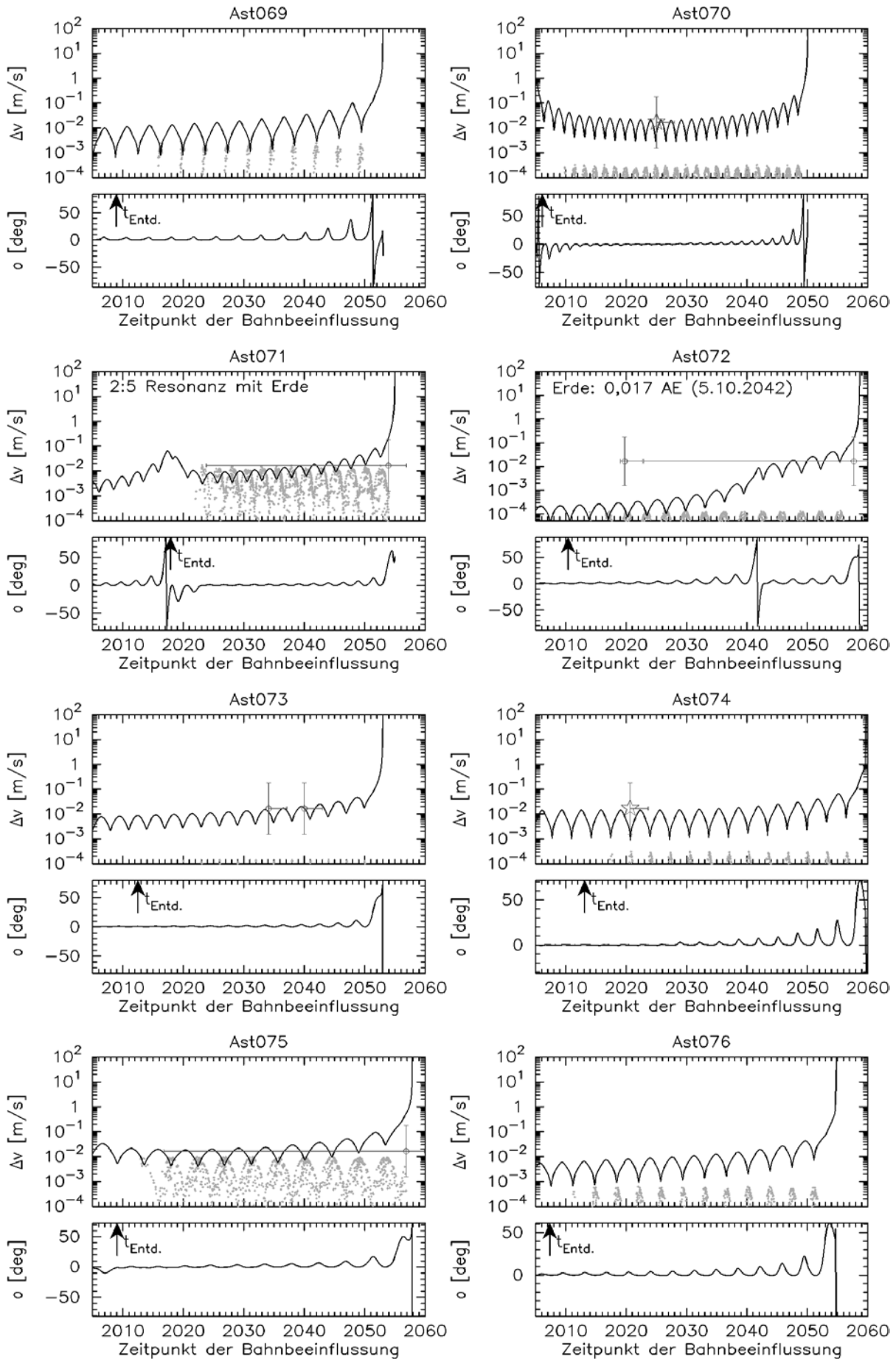




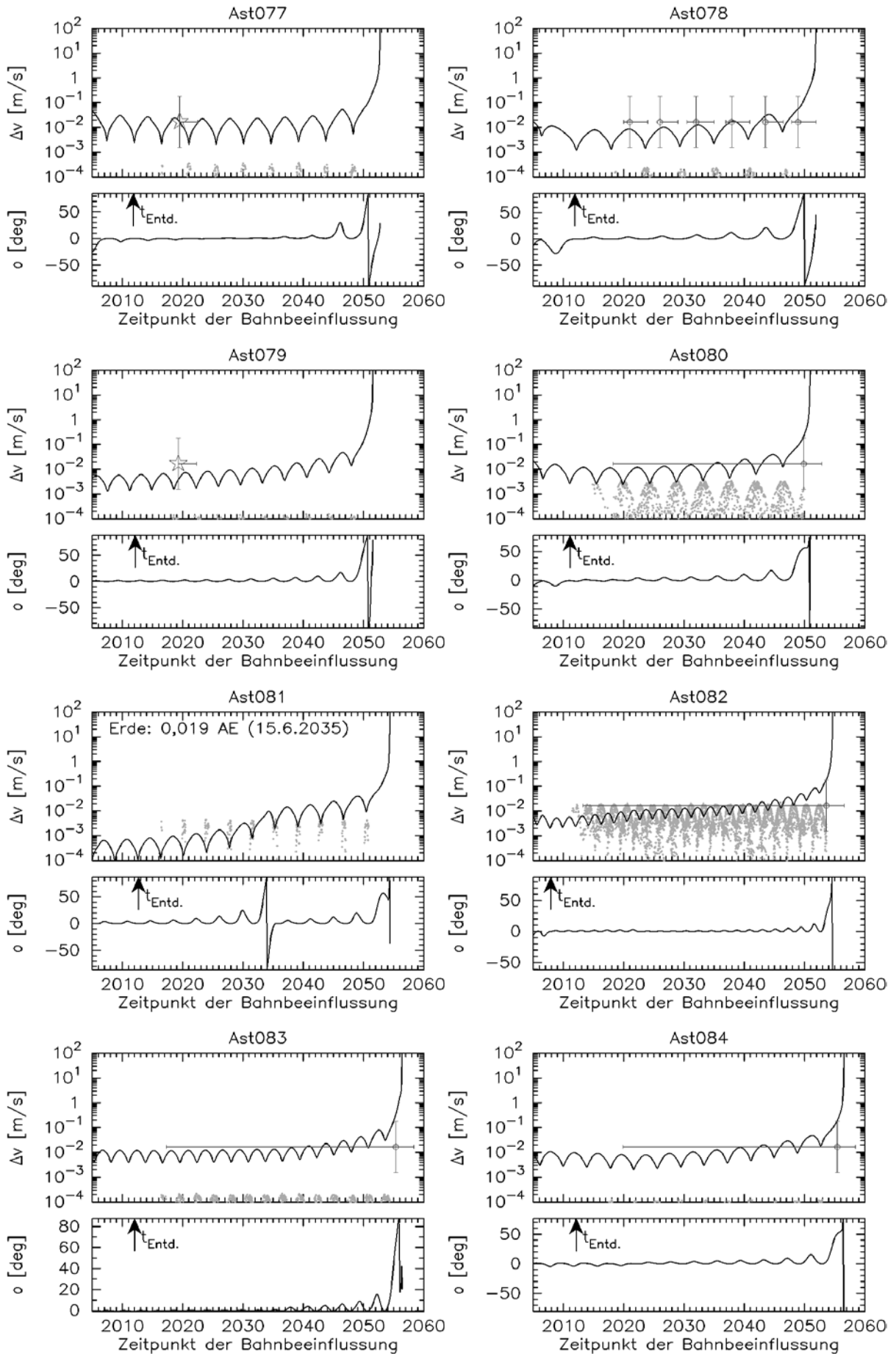


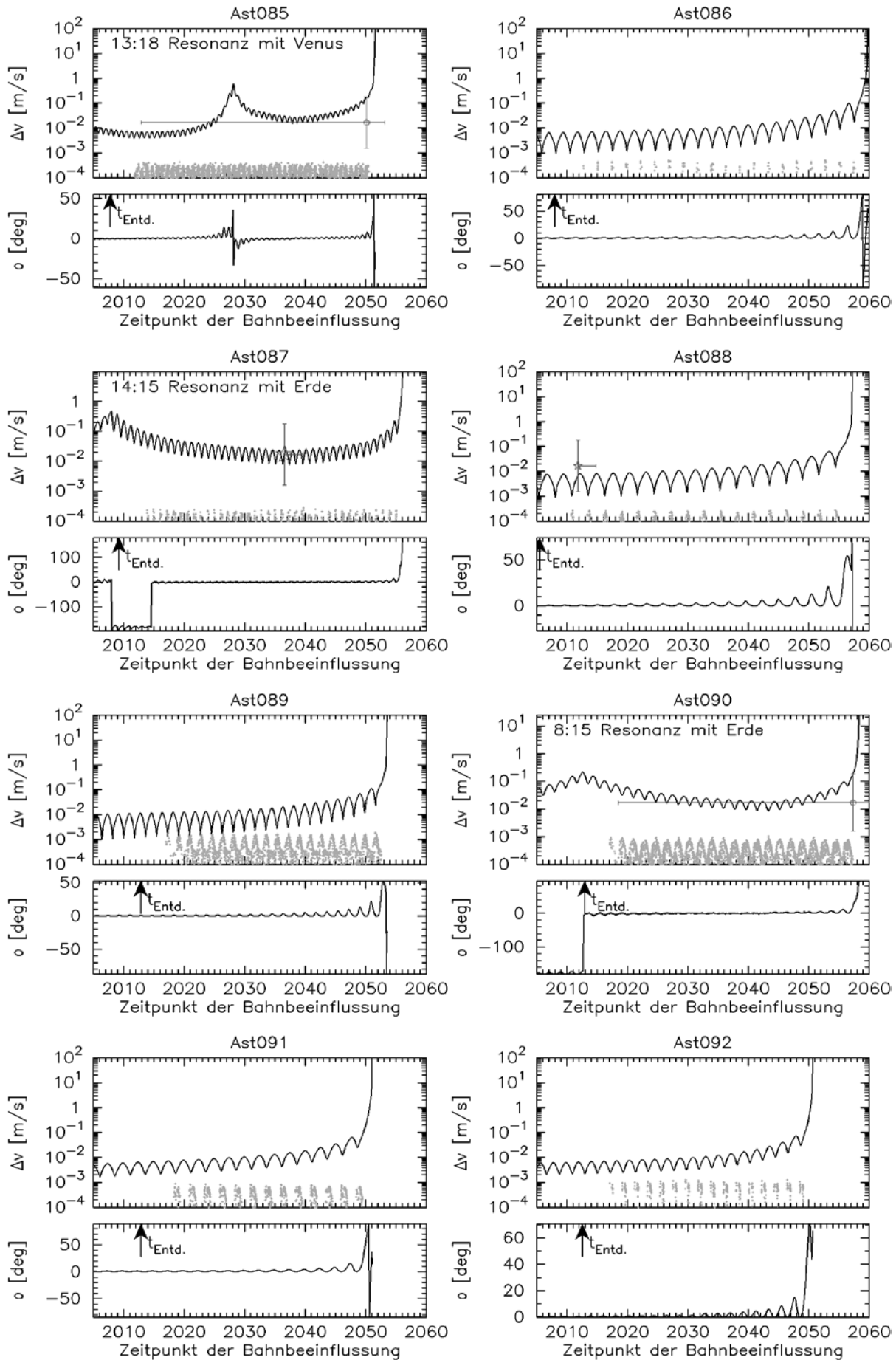


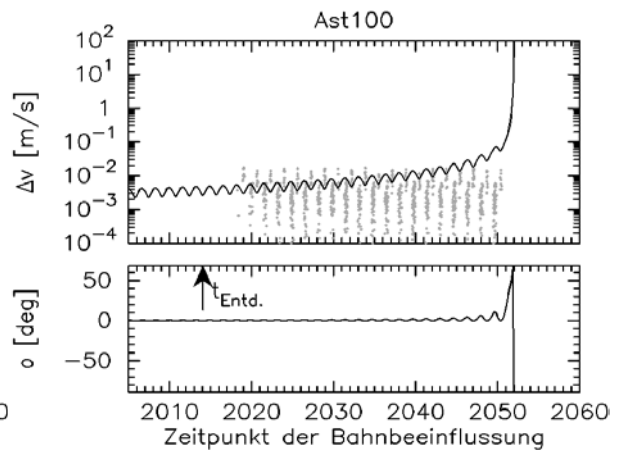
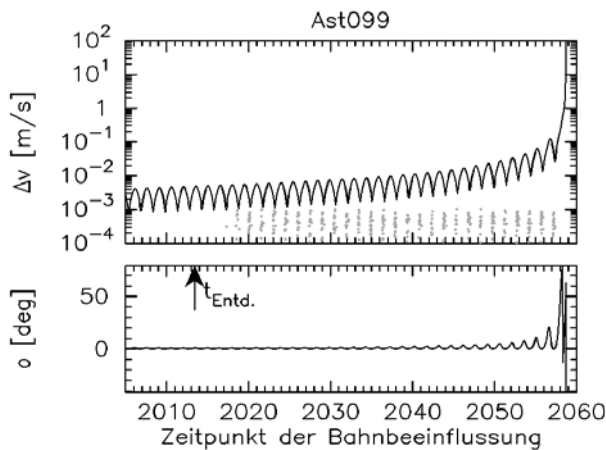
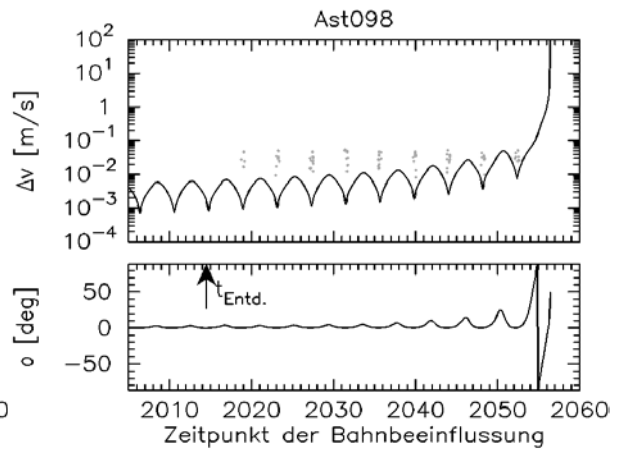
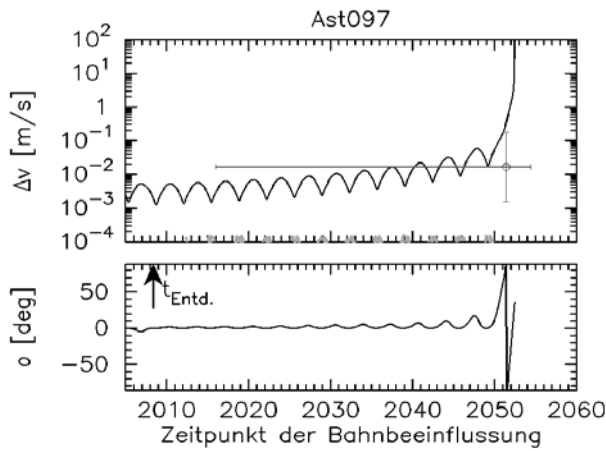
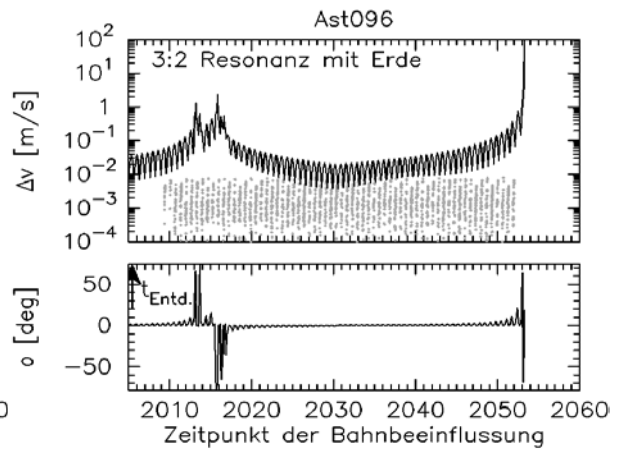
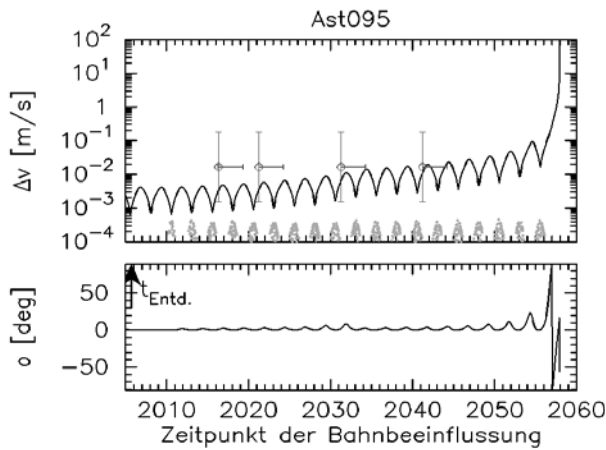
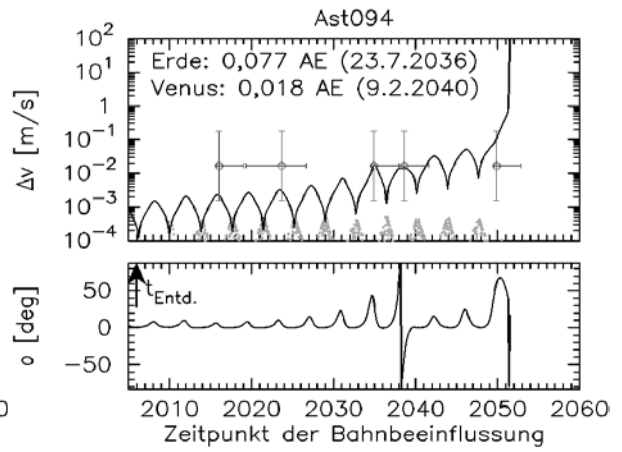
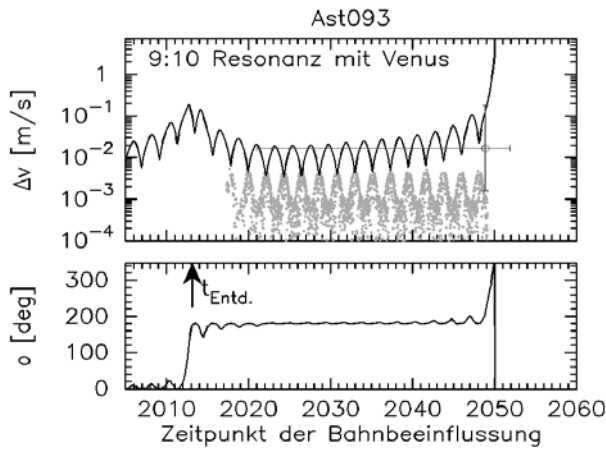






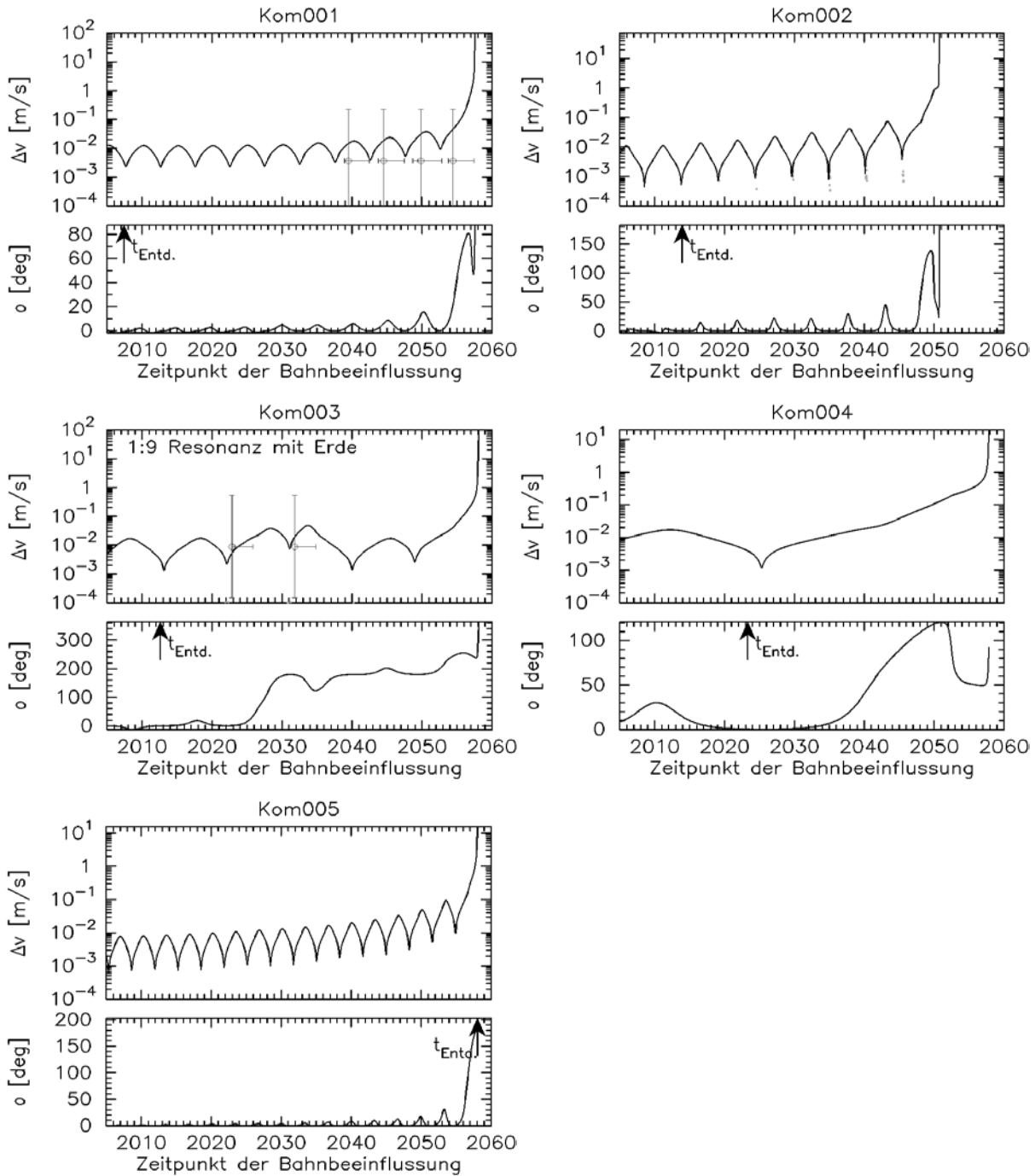






Die folgenden Ergebnisdigramme zum Antriebsbedarf der Modellkometen sind nur richtig, falls es eine Möglichkeit gäbe, das Ausgasungsverhalten und somit die nicht-gravitative Kraft eines Kometen exakt zu modellieren! Da dies gegenwärtig nicht der Fall ist, wurde für die Kometen die Möglichkeit der Objektzerstörung untersucht (s. Kap. 4.2).

Das Antriebsvermögen einer nuklearen Sprengung ist abhängig von der Kometengröße (s. Abb. 5.5), so dass unterschiedliche Effizienzen für Kom001 ( $D = 4.485$  m) und Kom003 ( $D = 1.875$  m) resultieren.



## Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

### Lateinische Bezeichnungen

$a$	große Halbachse [m]	$L$	Drehimpuls [Nms], wahre Länge [rad]
$A$	Fläche [m <sup>2</sup> ]	$\dot{L}$	Winkelgeschwindigkeit von $L$ [rad/s]
$A_1, A_2$	radialer und tangentialer nichtgravitativer Parameter [m/s <sup>2</sup> ]	$LL$	Integrationsgenauigkeit [-]
$A_p$	Jetkonstante [-]	$m$	Masse [kg]
$A_z$	Azimutwinkel [rad]	$\dot{m}$	Massenstrom [kg/s]
$b$	Absorptionskoeffizient [cm <sup>-1</sup> ]	$M$	Molmasse [g/mol]
$c$	Schallgeschwindigkeit [m/s]	$Ma$	Machzahl [-]
$c_p$	spezifische Wärmekapazität für konstanten Druck [J/(kg K)]	$MAC$	Massenabsorptionskoeffizient [cm <sup>2</sup> /g]
$c_w$	Luftwiderstandsbeiwert [-]	$n$	mittlere Bewegung [1/s]
$C_1$	Konstante für Dampfdruckkurve [Pa]	$N$	Verteilungsfunktion
$C_2$	Konstante für Dampfdruckkurve [K]	$p$	Druck [Pa]
$C_3$	Startenergie [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	$p_v$	Albedo [-]
$C_\alpha$	Normalisierungsparameter in $\hat{g}(r)$ [-]	$P$	Umlaufdauer [s]
$C_k \dots C_n$	Parameter in $\hat{g}(r)$ [-]	$q$	spezifische Leistung [W/m <sup>2</sup> ], Perihelabstand [AE]
$d, D$	Durchmesser [m]	$Q$	Wärmemenge [J], Aphelabstand [AE]
$e$	Energiedichte [J/kg], Exzentrizität [-]	$Q^*$	kritische Energiedichte [J/kg]
$(e_x, e_y)$	Exzentrizitätsvektor [-]	$r$	Weg [m]
$E$	Energie [J], exzentrische Anomalie [°]	$\dot{r}$	Geschwindigkeit [m/s]
$E_l$	Elevationswinkel [rad]	$\ddot{r}$	Beschleunigung [m/s <sup>2</sup> ]
$f$	Brennweite [m]	$R$	Radius [m]
$F$	Kraft [N]	$R_s$	spezifische Gaskonstante [J/(kg K)]
$Fo$	Fourierzahl [-]	$\vec{s}$	äquinoktischer Zustandsvektor [m, -, -, -, -] <sup>T</sup>
$g$	Schwerebeschleunigung [m/s <sup>2</sup> ]	$S_{Richter}$	Erdbebenstärke nach Richterskala [-]
$h$	Schrittweite [-]	$t$	Zeit [s]
$(h_x, h_y)$	Lagevektor [-]	$T$	Temperatur [K]
$H$	spezifische Wärme [J/kg]	$T_J$	Tisserand-Parameter bezüglich Jupiter [-]
$H_{abs}$	absolute Helligkeit [-]	$\vec{u}$	Steuervektor [N, N, N] <sup>T</sup>
$i$	Inklination [°]	$U$	Drehmoment [Nm]
$I$	Impuls [Ns]	$v$	Geschwindigkeit [m/s]
$I_{sp}$	spezifischer Impuls [s]	$V$	Volumen [m <sup>3</sup> ]
$J$	Massenträgheitsmoment [kg m <sup>2</sup> ]	$V_{obs}$	beobachtbare Helligkeit [-]
$JD$	Julianisches Datum [d]	$x, y, z$	Ortskoordinaten [m]
$Kn$	Knudsenzahl [-]	$Y_{Druck}$	Druckfestigkeit [Pa]
$l$	Länge [m]	$Y_{Zug}$	Zugfestigkeit [Pa]
		$Z$	Verdampfungsrate [kg/(m <sup>2</sup> s)]

**Griechische Bezeichnungen**

$\alpha$	Konstante im Ausdruck für $\pi_V$ [-]
$\beta$	Konstante für kumulierte Kratermasse [-]
$\gamma$	Eintrittswinkel [°]
$\delta$	Öffnungswinkel [°]
$\varepsilon$	Emissionsgrad [-]
$\zeta$	Einschlagswinkel [°]
$\eta$	Wirkungsgrad [-]
$\theta$	Expansionswinkel [°]
$\Theta$	Winkelgenauigkeit [rad]
$\kappa$	Adiabatenexponent [-]
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit [W/(m K)]
$\mu$	Gravitationsparameter [m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\nu$	wahre Anomalie [°]
$\xi$	Reflektionsgrad [-]
$\Xi$	Schubzustand [-]
$\omicron$	Angriffswinkel [°]
$\pi_2$	gravitationsskalierte Größe [-]
$\pi_3$	festigkeitsskalierte Größe [-]
$\pi_V$	dimensionsloses Kratervolumen [-]
$\rho$	Dichte [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	kritisches Argument [°]
$\tau$	Rotationswinkel [rad]
$\upsilon$	Prandtl-Meyer Winkel [°]
$\phi$	Porosität [-]
$\varphi$	Phasenwinkel [°]
$\Phi(\varphi)$	Phasenfunktion [-]
$\psi$	Auswurfwinkel [°]
$\omega$	Argument des Perihels [°]
$\varpi$	Länge des Perihels [°]
$\Omega$	Länge des aufsteigenden Knotens [°]

**Konstanten**

$AE$	Astronomische Einheit (149.599.650 km)
$c_{Licht}$	Lichtgeschwindigkeit (299.792.458 m/s)
$g$	mittlere Schwerebeschleunigung der Erde (9,81 m/s <sup>2</sup> )

$G$	Gravitationskonstante (6,67259·10 <sup>-11</sup> m <sup>3</sup> /(kg s <sup>2</sup> ))
$k$	Boltzmann-Konstante (1,380658·10 <sup>-23</sup> J/K)
$\Re$	universelle Gaskonstante (8,3144 J/(K mol))
$\mu_{\oplus}$	Gravitationsparameter der Erde (3,986012·10 <sup>14</sup> m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> )
$\mu_{Sun}$	Gravitationsparameter der Sonne (1,3271544·10 <sup>20</sup> m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> )
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante (5,67·10 <sup>-8</sup> W/(m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ))

**Abkürzungen**

DGL	Differentialgleichung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
DSM	Deep Space Manöver
GA	Gravity Assist
HKS	Heliozentrisch-ekliptisches Koordinatensystem
IEO	Interior Earth Object
JFC	Jupiter Family Comet
JPL	Jet Propulsion Laboratory
KBO	Kuiper Belt Object
MOID	Minimal Orbital Intersection Distance
MPC	Minor Planet Center
NEA	Near Earth Asteroid
NEC	Near Earth Comet
NEO	Near Earth Object
NIC	Nearly Isotropic Comet
PHA	Potentialy Hazardous Asteroid
PHC	Potentialy Hazardous Comet
PHO	Potentialy Hazardous Object
RA15	Gauß-Radau Integrator 15. Konvergenzordnung
RF	Raumfahrzeug
RK4	Runge-Kutta Integrator 4. Konvergenzordnung
RP	Rubble Pile
TW	Triebwerk
VLBI	Very Long Baseline Interferometry

## Literaturverzeichnis

- [1] Ahrens, T.J., Harris, A.W., „Deflection and Fragmentation of Near-Earth Asteroids“, in Nature, Vol. 360, S. 429-433, 1992
- [2] Ahrens, T.J., Harris, A.W., „Deflection and Fragmentation of Near-Earth Asteroids“, in Gehrels, T. (Editor), „Hazards due to Comets and Asteroids“, The University of Arizona Press, Tucson, S. 897-927, ISBN 0-8165-1505-0, 1994
- [3] Alvarez, L.W., Alvarez, W., Asaro, F., Michel, H.V., „Extraterrestrial Cause for the Cretaceous Tertiary Extinction“, in Science, Vol. 208, S. 1095-1108, 1980
- [4] Baehr, H.D., Stephan, K., „Wärme- und Stoffübertragung“, Springer-Verlag, ISBN 3540603743, 1996
- [5] Bate, R.R., Mueller, D.D., White, J.E., „Fundamentals of Astrodynamics“, Dover Publications, ISBN 0-486-60061-0, 1971
- [6] Battin, R.H., „An Introduction to the Mathematics and Methods of Astrodynamics“, revised edition, AIAA Education Series, ISBN 1563473429, 1999
- [7] Bender, D.F., Dunbar, R.S., Ross, D.J., „Round-Trip Missions to Low-Delta-V Asteroids and Implications for Material Retrieval“, in NASA Ames Res. Center, Space Resources and Space Settlements, NASA SP-428, S. 161-172, 1979
- [8] Bender, D.F., „Ballistic Multi-Asteroid Flyby Trajectories of large Main Belt Asteroids“, in AAS/AISS Astrodynamics Specialist Conference, Paper No AAS 97-770, 1997
- [9] Binzel, R.P., Lupishko, D.F., Di Martino, M., Whiteley, R.J., Hahn, G.J., „Physical Properties of Near-Earth Objects“, in Bottke, W., et al. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, S. 255-271, 2002
- [10] Bland, P.A., Artemieva, N.A., „Efficient Disruption of small Asteroids by Earth's Atmosphere“, in Nature, Vol. 424, S. 288-291, 2003
- [11] Bottke, W.F.Jr., Jedicke, R., Morbidelli, A., Petit, Gladman, B., „Understanding the Distribution of Near-Earth Asteroids“, in Science, Vol. 288, S. 2190-2194, 2000
- [12] Bottke, W.F.Jr., Morbidelli, A., Jedicke, R., Petit, J.M., Levison, H.F., Michel, P., Metcalfe, T.S., „Debiased Orbital and Absolute Magnitude Distribution of the Near-Earth Objects“, in Icarus, Vol. 156, S. 399-433, 2002
- [13] Bottke, W.F.Jr., Cellino, A., Paolicchi, P., Binzel, R.P. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, 2002
- [14] Bottke, W.F.Jr., Vokrouhlický, D., Rubincam, D.P., Brož, M., „The Effect of Yarkovsky Thermal Forces on the Dynamical Evolution of Asteroids and Meteoroids“, in Bottke et al. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, S. 395-408, 2002
- [15] Bowell, E., „The Asteroids Orbital Elements Database“, auf Informationen des Minor Planet Center basierende Datenbank, <ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>, letzter Aufruf am 11. März 2005

- [16] Howell, E., Hapke, B., Domingue, D., Lumme, K., Peltoniemi, J., Harris, A.W., „Application of Photometric Models to Asteroids“, in Binzel et al. (Editoren), „Asteroids II“, University of Arizona Press, ISBN 0-8165-1123-3, S. 525-556, 1989
- [17] Boyce, D., Huebner, W., „Physics and Chemistry of Comets“, in Weissman, P.R. et al. (Editoren), „Encyclopedia of the Solar System“, Academic Press, ISBN 0-12-226805-9, S. 519-536, 1999
- [18] Breuer, H., „dtv-Atlas zur Physik“, Deutscher Taschenbuch Verlag, ISBN 3-423-03226-X, 2000
- [19] Britt, D.T., Yeomans, D., Housen, K., Consolmagno, G., „Asteroid Density, Porosity, and Structure“, in Bottke, W., et al. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, S. 485-500, 2002
- [20] Bröcker, B., „dtv-Atlas zur Atomphysik“, Deutscher Taschenbuch Verlag, ISBN 3-423-03009-7, 1976
- [21] Brown, P., Spalding, R.E., ReVelle, D.O., Tagliaferri, E., Worden, S.P., „The Flux of small Near-Earth Objects colliding with the Earth“, in Nature, Vol. 420, S. 294-296, 2002
- [22] Büskens, C., „Lösung Optimaler Steuerprozesse, Lösung Adjungierter Variablen, Automatische Gitterpunktsanpassung – Anleitungen zur Benutzung der Fortran-Bibliothek NUDOCCCS“, Version 8.04, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1996
- [23] Carusi, A., Valsecchi, G.B., D'Abramo, G., Boattini, A., „Deflecting NEOs in Route of Collision with the Earth“, in Icarus, Vol. 159, S. 417-422, 2002
- [24] Casalino, L., Colasurdo, G., Pastrone, D., „Optimal Low-Thrust Escape Trajectories Using Gravity Assist“, in Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol. 22, No. 5, S. 637-642, 1999
- [25] Casalino, L., Colasurdo, G., „Mars Gravity Assist to Improve Missions Towards Main-Belt Asteroids“, 53<sup>rd</sup> International Astronautical Congress, IAC-02-A.6.04, 2002
- [26] Chang-Diaz, F.R., „The VASIMR Rocket“, in Scientific American, Vol. 283, No. 5, S. 90-97, 2000
- [27] Chapman, C.R., „How a Near-Earth Object Impact Might Affect Society“, Commissioned by the Global Science Forum, OECD, for "Workshop on Near Earth Objects: Risks, Policies, and Actions," 2003
- [28] Cheng, A. (Johns Hopkins Applied Physics Laboratory), persönliche Mitteilung, September 2002
- [29] Chesley, S.R., Spahr, T.B., „Earth Impactors: Orbital Characteristics and Warning Times“, in Belton et al. (Editoren), „Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids“, Cambridge University Press, ISBN 0521827647, S. 22-37, 2004
- [30] Chobotov, V.A., „Orbital Mechanics“, 2. Edition, AIAA Education Series, ISBN 1-56347-179-5, 1996



- [31] Chodas, P.W., Yeomans, D.K., „The orbital Motion and Impact Circumstances of Comet Shoemaker-Levy 9“, in Noll et al. (Editoren) "The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter", Cambridge University Press, ISBN 0521561922, 1996
- [32] Christou, A.A., "The Statistics of Flight Opportunities to Accessible Near-Earth Asteroids", in Planetary and Space Science, Vol. 51, S. 221-231, 2003
- [33] Chyba, C.F., Thomas, P.J., Brookshaw, L., Sagan, C., „Cometary Delivery of Organic Molecules to the Early Earth“, in Science, Vol. 249, 366-373, 1990
- [34] Chyba, C.F., Thomas, P.J., Zahnle, K.J., „The 1908 Tunguska Explosion: Atmospheric Disruption of a Stony Asteroid“, in Nature, Vol. 361, S. 40-44, 1993
- [35] Cintala, M.J., Berthoud, L., Hörz, F., „Ejection-Velocity Distributions from Impacts into Coarse-Grained Sand“, in Meteoritics & Planetary Science, Vol. 34, S. 605-623, 1999
- [36] Collins, G.S., Melosh, H.J., Marcus, R., „Earth Impact Effects Program: A Web-based Computer Program for Calculating the Regional Environmental Consequences of a Meteoroid Impact on Earth“, Lunar and Planetary Laboratory, University of Arizona, 2004
- [37] Conway, B.A., „Near-Optimal Deflection of Earth-Approaching Asteroids“, in Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol. 24, No. 5, S. 1035-1037, 2001
- [38] Dearborn, D. (Lawrence Livermore National Laboratory), persönliche Mitteilung, Februar 2003
- [39] Demyk, K., Dartois, E., Wiesemeyer, H., Jones, A.P., d'Hendecourt, L., „Structure and Chemical Composition of the Silicate Dust around OH/IR Stars“, in Astronomy and Astrophysics, Vol. 364, S. 170-178, 2000
- [40] Earth Impact Database, <http://www.unb.ca/passc/ImpactDatabase/>, letzter Aufruf am 15. Juni 2004
- [41] Edelbaum, T.N., „Propulsion Requirements for Controllable Satellites“, in ARS Journal, Vol. 31, S. 1079-1089, 1961
- [42] Europarat, „Resolution on the Detection of Asteroids and Comets Potentially Dangerous to Humankind“, Strasburg, 20.3.1996
- [43] Everhart, E., „An efficient Integrator that uses Gauss-Radau Spacings“, in Carusi, A. & Valsecchi, G.B. (Editors), "Dynamics of Comets: their Origin and Evolution", D. Reidel Publishing Company, S. 185-202, 1985
- [44] Farinella, P., Gonczi, R., Froeschlé, Ch., Froeschlé, C., „The Injection of Asteroid Fragments into Resonances“, in Icarus, Vol. 101, S. 174-187, 1993
- [45] Festou, M.C., Keller, H.U., Weaver, H.A. (Editoren), „Comets II“, University of Arizona Space Science Series, ISBN 0816524505, 2004
- [46] Freeland, R.E., Bilyeu, G.D., Veal, G.R., Mikulas, M.M., „Inflatable Deployable Space Structures Technology Summary“, Congress of the International Aeronautical Federation, IAF-98-1.5.01, 1998

- [47] Friedman, G., Gertsch, R.E., Lewis, J.S., Snively, L., Valentine, L., Wingo, D., „Mass Drivers for Planetary Defense“, AIAA 2004-1450, Planetary Defense Conference, Orange County, California, 2004
- [48] Giorgini, J.D., Ostro, S.J., Benner, L.A.M., Chodas, P.W., Chesley, S.R., Hudson, R.S., Nolan, M.C., Klemola, A.R., Standish, E.M., Jurgens, R.F., Rose, R., Chamberlin, A.B., Yeomans, D.K., Margots, J.-L., „Asteroid 1950 DA's Encounter with Earth in 2880: Physical Limits of Collision Probability Prediction“, in Science, Vol. 296, S. 132-136, 2002
- [49] Gladman, B., Michel, P., Froeschle, Ch., „The Near-Earth Object Population“, in Icarus, Vol. 146, S. 176-189, 2000
- [50] Glasstone, S., „Die Wirkungen der Kernwaffen“, Zweite Auflage, Carl Heymanns Verlag KG, 1964
- [51] Graf, T., „Flugbahnoptimierung eines Niedrig-Schub-Raumfahrzeugs“, Diplomarbeit, Universität Bayreuth, Lehrstuhl für Ingenieurmathematik, 2001
- [52] Greenberg, J.M., „What are Comets Made of - A Model Based on Interstellar Dust“, in Wilkening, L.L. (Editor), „Comets“, The University of Arizona Press, ISBN 0816507694, S. 131-163, 1982
- [53] Hahn, G. (DLR, Institut für Planetenforschung), persönliche Mitteilung, Februar 2004
- [54] Hahn, G. (DLR, Institut für Planetenforschung), persönliche Mitteilung, Januar 2005
- [55] Hahn, G., „European Asteroid Research Node (EARN)“, <http://earn.dlr.de/nea/>, letzter Aufruf am 2.2.2005
- [56] Hammerling, P., Remo, J.L., „NEO Interaction with Nuclear Radiation“, in Acta Astronautica, Vol. 36, No. 6, S. 337-346, 1995
- [57] Harris, A.W., „The H-G Asteroid Magnitude System: Mean Slope Parameters“, Abstracts of 20th Lunar and Planetary Science Conference, S. 375-376, 1989
- [58] Herrmann, J., „dtv-Atlas Astronomie“, Deutscher Taschenbuch Verlag, ISBN 3-423-03006-2, 1998
- [59] Hills, J.G., Goda, M.P., „The Fragmentation of Small Asteroids in the Atmosphere“, in The Astronomical Journal, Vol. 105, No. 3, S. 1114-1144, 1993
- [60] Hills, J.G., Goda, M.P., „Damage from the Impacts of Small Asteroids“, in Planetary and Space Science, Vol. 46, No. 2/3, S. 219-229, 1998
- [61] Hilton, J.L., „Asteroid Masses and Densities“, in Bottke et al. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, S. 103-112, 2002
- [62] Holsapple, K.A., Schmidt, R.M., „A Material-Strength Model for Apparent Crater Volume“, in Proceedings of 10th Lunar and Planetary Science Conference, S. 2757-2777, 1979
- [63] Holsapple, K.A., „The Scaling of Impact Process in Planetary Sciences“, in Annual Reviews of Earth and Planetary Sciences, Vol. 22, S. 333-373, 1993

- [64] Holsapple, K.A., Giblin, I., Housen, K., Nakamura, A., Ryan, E., „Asteroid Impacts: Laboratory Experiments and Scaling Laws“, in Bottke et al. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, S. 443-462, 2002
- [65] Housen, K.R., Schmidt, R.M., Holsapple, K.A., „Crater Ejecta Scaling Laws: Fundamental Forms Based on Dimensional Analysis“, in Journal of Geophysical Research, Vol. 88, No. B3, S. 2485-2499, 1983
- [66] Housen, K.R., „Crater Ejecta Velocities for Impacts on Rocky Bodies“, in Abstracts of 23rd Lunar and Planetary Science Conference, S. 555-556, 1992
- [67] Housen, K.R., Holsapple, K.A., „Scale Effects in Strength-Dominated Collisions of Rocky Asteroids“, in Icarus, Vol. 142, S. 21-33, 1999
- [68] Housen, K.R., Voss, M.E., „Ejecta from Impact Craters in Porous Materials“, in Abstracts of 32nd Lunar and Planetary Science Conference, Paper-No. 1617, 2001
- [69] Housen, K.R., Holsapple, K.A., „Impact Cratering on Porous Asteroids“, in Icarus, Vol. 163, S. 102-119, 2003
- [70] Huebner, W.F., Cellino, A., Cheng, A.F., Greenberg, J.M., „NEOs: Physical Properties“, Submitted to International Seminars on Planetary Emergency (2000)
- [71] Huebner, W.F., Greenberg, J.M., „Methods for Determining Material Strengths and Bulk Properties of NEOs“ in Advances in Space Research, Vol. 28, No. 8, S. 1129-1137, 2001
- [72] Humble, R.W., Henry, G.N., Larson, W.J. (Editoren), „Space Propulsion Analysis and Design“, McGraw-Hill, ISBN 0-07-031320-2, 1995
- [73] International Astronomical Union (IAU): Minor Planet Center (MPC), <http://cfa-www.harvard.edu/iau/mpc.html>, letzter Aufruf am 27.11.2004
- [74] Isakowitz, S.J., Hopkins Jr., J.P., Hopkins, J.B., „International Reference Guide to Space Launch Systems“, AIAA, ISBN 1-56347-353-4, 1999
- [75] Ivashkin, V.V., Chernov, A.V., Zaytsev, A.V., „Optimal Flights to Near-Earth Asteroid“, in Acta Astronautica, Vol. 44, No. 5, S. 219-225, 1999
- [76] Jewitt, D.C., „From Cradle to Grave: The Rise and Demise of the Comets“, in Festou, M.C., Keller, H.U., Weaver, H.A. (Editoren), „Comets II“, University of Arizona Space Science Series, ISBN 0816524505, 2004
- [77] Kadono, T., „Hypervelocity Impact into low Density Material and Cometary Outburst“, in Planetary and Space Science, Vol. 47, S. 305-318, 1999
- [78] Keller, H.U., „The Nucleus“, in Huebner, W.F. (Editor), „Physics and Chemistry of Comets“, Springer-Verlag, ISBN 3-540-51228-4, S. 13-68, 1990
- [79] Knollenberg, J., „Modellrechnungen zur Staubverteilung in der inneren Koma von Kometen unter spezieller Berücksichtigung der HMC-Daten der Giotto-Mission“, Dissertation, MPAE-W-55-94-09, 1994

- [80] Kömle, N.I., „Jet and Shell Structures in the Cometary Coma: Modelling and Observations“, in Mason, J.W. (Editor) „Comet Halley. Investigations, Results, Interpretations“, Vol. 1, Ellis Horwood Verlag, S. 231-244, ISBN 0-13-171075-3, 1990
- [81] Kührt, E., Keller, H.U., „The Formation of Cometary Surface Crusts“, in Icarus, Vol. 109, S. 121-132, 1994
- [82] Kührt, E., Keller, H.U., „Kometen – Zeitzeugen der Entstehung unseres Planetensystems“, Nova Acta Leopoldina Supplementum, Nr. 14, S. 239-248, 1996
- [83] Kührt, E., Knollenberg, J., Keller, H.U., „Physical Risks of Landing on a Cometary Nucleus“, in Planetary and Space Science, Vol. 45, No. 6, S. 665-680, 1997
- [84] Labunsky, A.V., Papkov, O.V., Sukhanov, K.G., „Multiple Gravity Assist Interplanetary Trajectories“, Gordon and Breach Science Publishers, ISBN 90-5699-090-X, 1998
- [85] Legge, H., Boettcher, R.D., „Modelling Control Thruster Plume Flow and Impingement“, in Proceedings of the 13th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Novosibirsk, UdSSR, S. 983-992, 1982
- [86] Levison, H.F., Morbidelli, A., Dones, L., Jedicke, R., Wiegert, P.A., Bottke, F.B.Jr., „The Mass Distribution of Oort Cloud Comets“, in Science, Vol. 296, 2212-2215, 2002
- [87] Love, S.G., Hörz, F., Brownlee, D.E., „Target Porosity Effects in Impact Cratering and Collisional Disruption“, in Icarus, Vol. 105, S. 216-224, 1993
- [88] Lu, E.T. (NASA, Johnson Spaceflight Center), persönliche Mitteilung, Februar 2004
- [89] Lupishko, D.F., Di Martino, M., „Physical Properties of Near-Earth Asteroids“, in Planetary and Space Science, Vol. 46, S. 47-74, 1998
- [90] Luu, J., Jewitt, D., „On the Relative Numbers of C Types and S Types among Near-Earth Asteroids“, in The Astronomical Journal, Vol. 98, No. 5, S. 1905-1911, 1989
- [91] Margot, J.L., Nolan, M.C., Benner, L.A.M., Ostro, S.J., Jurgens, R.F., Giorgini, J.D., Slade, M.A., Campbell, D.B., „Binary Asteroids in the Near-Earth Object Population“, in Science, Vol. 296, S. 1445-1448, 2002
- [92] Marsden, B.G., „Comets and Nongravitational Forces“, in The Astronomical Journal, Vol. 73, No. 5, S. 367-379, 1968
- [93] Marzari, F., Farinella, P., Vanzani, V., „Are Trojan Families a Source for Short-Period Comets?“, in Astronomy and Astrophysics, Vol. 299, S. 267-276, 1995
- [94] Matese, J.J., Lissauer, J.J., „Perihelion Evolution of Observed New Comets Implies the Dominance of the Galactic Tide in Making Oort Cloud Comets Discernable“, in Icarus, Vol. 170, S. 508-513, 2004
- [95] Melosh, H.J., „Impact Cratering – A Geologic Process“, Oxford University Press, New York, ISBN 0-19-504284-0, 1989
- [96] Melosh, H.J., Nemchinov, I.V., Zetzer, Yu.I., „Non-nuclear Strategies for Deflecting Comets and Asteroids“, in Gehrels, T. (Editor), „Hazards due to Comets and

- Asteroids“, The University of Arizona Press, Tucson, S. 1111-1132, ISBN 0-8165-1505-0, 1994
- [97] Melosh, H.J., „Impact-generated Tsunami: an Over-rated Hazard“, in Abstracts of 34th Lunar and Planetary Science Conference, Abstract no. 2013, 2003
- [98] Messerschmid, E., Fasoulas, S., „Raumfahrtssysteme“, Springer-Verlag, ISBN 3-540-66803-9, 2000
- [99] Michikami, T., Moriguchi, K., Abe, M., Hasegawa, S., Fujiwara, A., „Ejecta Velocity Distribution for Impact Cratering Experiments on Porous Target“, Proceedings of the 34th ISAS Lunar and Planetary Symposium, S. 107-110, 2001
- [100] Morrow, E., Scheeres, D.J., Lubin, D., „Solar Sail Operations at Asteroids“, in Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 38, No. 2, S. 279-286, 2001
- [101] Murray, C.D., Dermott, S.F., „Solar System Dynamics“, Cambridge University Press, ISBN 0-521-57597-4, 1999
- [102] Nagahara, H., Kushiro, I., Mysen, B.O., „Olivine at low Pressures and its Implication for the Origin of Chondrules“, in Abstracts of 23rd Lunar and Planetary Science Conference, S. 959-960, 1992
- [103] Navigation and Ancillary Information Facility (NAIF), JPL, NASA, „SPICE Toolkit“, <ftp://naif.jpl.nasa.gov/pub/naif/toolkit/>, letzter Aufruf am 18. September 2002
- [104] Nolan, M.C., Asphaug, E., Melosh, H.J., Greenberg, R., „Impact Craters on Asteroids: Does Gravity or Strength Control Their Size?“, in Icarus, Vol. 124, S. 359-371, 1996
- [105] Nolan, M.C., Asphaug, E., Greenberg, R., Melosh, H.J., „Impacts on Asteroids: Fragmentation, Regolith Transport, and Disruption“, in Icarus, Vol. 153, S. 1-15, 2001
- [106] Öpik, E.J., „Interplanetary Encounters: Close-Range Gravitational Interactions“, Elsevier, ISBN 0-444-41371-5, 1976
- [107] Paolicchi, P., „Internal Structure of Asteroids“, in Workshop „International School of Space Chemistry: The Physical Properties of Potential Earth Impactors – Know Your Enemy“, Erice, Italien, 17.-25. Juni 2001
- [108] Park, S.Y., Mazanek, D.D., „Mission Functionality for Deflecting Earth-crossing Asteroids/Comets“, in Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol. 26, No. 5, S. 734-742, 2003
- [109] Park, S.Y., Ross, I.M., „Two-Body Optimization for Deflecting Earth-Crossing Asteroids“, in Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol. 22, S. 415-420, 1999
- [110] Perozzi, E., Rossi, A., Valsecchi, G.B., „Basic Targeting Strategies for Rendezvous and Flyby Missions to the Near-Earth Asteroids“, in Planetary and Space Science, Vol. 49, S. 3-22, 2001
- [111] Phipps, C.R., „Lasers can play an important Role in the Planetary Defense“, in Proceedings of the Planetary Defense Workshop, <http://www.llnl.gov/planetary/>, 1995

- [112] Poston, D.I., Kapernick, R.J., Guffee, R.M., „Design and Analysis of the SNAP-400 Space Fission Reactor“, in AIP Conference Proceedings, Vol. 608 (1), S. 578-588, 2002
- [113] Pravec, P., Harris, A.W., Michalowski, T., „Asteroid Rotations“, in Bottke, W., et al. (Editoren), „Asteroids III“, The University of Arizona Press, ISBN 0816522812, S. 113-122, 2002
- [114] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. & Flannery, B.P., „Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing, 2nd Edition“, Cambridge University Press, ISBN 0-521-43064-X, 1992
- [115] Rahe, J., Vanysek, V., Weissman, P.R., „Properties of Cometary Nuclei“, in Gehrels, T. (Editor), „Hazards due to Comets and Asteroids“, The University of Arizona Press, Tucson, S. 597-634, ISBN 0-8165-1505-0, 1994
- [116] Reeves, E.I., „Spacecraft Design and Sizing“, in Wertz, J.R., Larson, W.J. (Editoren), „Space Mission Analysis and Design“, 3rd edition, Microcosm Press, ISBN 1-881883-10-8, S. 301-352, 1999
- [117] Remo, J.L., Sforza, P.M., „NEO Orbit Management by Explosive Impulse Thrusters“, in Proceedings of the NEO Interception Workshop, S. 194-205, 1993
- [118] Remo, J.L., „Classifying and Modelling NEO Material Properties and Interactions“, in Gehrels, T. (Editor), „Hazards due to Comets and Asteroids“, The University of Arizona Press, Tucson, S. 551-596, ISBN 0-8165-1505-0, 1994
- [119] Remo, J.L., „Energy Requirements and Payload Masses for Near-Earth Objects Hazard Mitigation“, in Acta Astronautica, Vol. 47, No. 1, S. 35-50, 2000
- [120] Sackheim, R.L., Zafran, S., „Space Propulsion Systems“, in Wertz, J.R., Larson, W.J. (Editoren), „Space Mission Analysis and Design“, 3rd edition, Microcosm Press, ISBN 1-881883-10-8, S. 685-718, 1999
- [121] Scheeres, D.J., Ostro, S.J., „Orbital and Landing Operations at Near Earth Asteroids“, NASA, JPL, Technical Report No. 95-1546, 1995
- [122] Scheeres, D.J., Schweickart, R.L., „The Mechanics of Moving Asteroids“, AIAA 2004-1446, Planetary Defense Conference, Orange County, California, 2004
- [123] Schmidt, R.M., Housen, K.R., „Some Recent Advances in the Scaling of Impact and Explosion Cratering“, in International Journal of Impact Engineering, Vol. 5, S. 543-560, 1987
- [124] Schultz, L., „Planetologie – Eine Einführung“, Birkhäuser Verlag, ISBN 3-7643-2294-2, 1993
- [125] Schweickart, R.L., Lu, E.T., Hut, P., Chapman, C.R., „The Asteroid Tugboat“ in Scientific American, Nov. 2003
- [126] Shafer, B.P., Garcia, M.D., Scammon, R.J., Snell, C.M., Stellingwerf, R.F., Remo, J.L., Managan, R.A., Rosenkilde, C.E., „The Coupling of Energy to Asteroids and Comets“,

- in Gehrels, T. (Editor), „Hazards due to Comets and Asteroids“, The University of Arizona Press, Tucson, ISBN 0-8165-1505-0, S. 955-1012, 1994
- [127] Shrine, N.R.G., Burchell, M.J., Grey, I.D.S., „Velocity Scaling of Impact Craters in Water Ice over the Range 1 to 7,3 km/s“ in *Icarus*, Vol. 155, S. 475-485, 2002
- [128] Shuvalov, V.V., „Mechanisms of Tsunami Generation by Impacts“, 3rd International Conference on Large Meteorite Impacts, Nördlingen, BRD, Abstract No. 4131, 2003
- [129] Simonenko, V.A., Nogin, V.N., Petrov, D.V., Shubin, O.N., „Defending the Earth against Impacts from large Comets and Asteroids“, in Gehrels, T. (Editor), „Hazards due to Comets and Asteroids“, The University of Arizona Press, Tucson, ISBN 0-8165-1505-0, S. 929-953, 1994
- [130] Sims, J.A., Longuski, J.M., Staugler, A.J., „V<sub>∞</sub> Leveraging for Interplanetary Missions: Multiple-Revolution Orbit Techniques“, in *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, Vol. 20, No. 3, S. 409-415, 1997
- [131] Solem, J.C., Hills, J.G., „Shaping of Earth-crossing Asteroids by Tidal Forces“, in *The Astronomical Journal*, Vol. 111, No. 3, S. 1382-1387, 1996
- [132] Spitale, J.N., „Asteroid hazard mitigation using the Yarkovsky effect“, in *Science*, Vol. 296, S. 77, 2002
- [133] Standish, E.M., „JPL Planetary and Lunar Ephemerides: Export Information“, <http://ssd.jpl.nasa.gov/iau-comm4/README>, 1999
- [134] Stokes, G.H., Yeomans, D.K., Bottke, W.F., Chesley, S.R., Evans, J.B., Gold, R.E., Harris, A.W., Jewitt, D., Kelso, T.S., McMillan, R.S., Spahr, T.B., Worden, S.P., „Study to Determine the Feasibility of Extending the Search for Near-Earth Objects to Smaller Limiting Diameters“, Report of the Near-Earth Object Science Definition Team, Prepared at the Request of NASA, 2003
- [135] Szmelter, J., Abdullah, S., „A Trajectory Prediction for Segmented Projectiles using CFD Code“, in *Journal of Battlefield Technology*, Vol. 2, No. 2, 1999
- [136] Tancredi, G., Fernández, J.A., Rickman, H., Licandro, J., „A Catalog of Observed Nuclear Magnitudes of Jupiter Family Comets“, in *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, Vol. 146, S. 73-90, 2000
- [137] Tedeschi, W.J., „Mitigation of the NEO Impact Hazard Using Kinetic Energy“, in *Proceedings of the Planetary Defense Workshop*, <http://www.llnl.gov/planetary/>, 1995
- [138] Tedeschi, W.J., Remo, J.L., Schulze, J.F., Young, R.P., „Experimental Hypervelocity Impact Effects on Simulated Planetary Materials“, *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 17, S. 837-848, 1995
- [139] Thomas, M., „Inflatable Space Structures – Redefining Aerospace Design Concepts keeps Costs from Ballooning“, in *IEEE Potentials Magazine*, S. 29-32, 1992
- [140] Vallado, D.A., „Fundamentals of Astrodynamics and Applications“, 2nd edition, Microcosm Press, ISBN 1-881883-12-4, 2001

- [141] Valsecchi, G.B., Carusi, A., "NEA Deflection: sometimes resonant Returns are of not much Help", in Proceedings of the NASA workshop on the Scientific Requirements for Mitigation of Hazardous Asteroids and Comets, S. 95-97, 2002
- [142] Valsecchi, G.B., Milani, A., Gronchi, G.F., Chesley, S.R., "Resonant Returns to close Approaches: Analytical Theory", in Astronomy and Astrophysics, Vol. 408, S.1179-1196, 2003
- [143] Ververka, J. und 38 Co-Autoren, „The Landing of the NEAR-Shoemaker Spacecraft on Asteroid 433 Eros“, in Nature, Vol. 413, Issue 6854, S. 390-393, 2001
- [144] Vokrouhlický, D., Milani, A., Chesley, S.R., „Yarkovsky Effect on small Near-Earth Asteroids: Mathematical Formulation and Examples“, in Icarus, Vol. 148, S. 118-138, 2000
- [145] Winglee, R.M., Slough, J., Ziemba, T., and Goodson, A., „Mini-magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the Energy of the Solar Wind for Spacecraft Propulsion“ in Journal of Geophysical Research, Vol. 105, A9, S. 21067-21077, 2000
- [146] Wikipedia – die freie Enzyklopädie, <http://wikipedia.t-st.de/>
- [147] Whipple, F.L., „A Comet Model. I. The Acceleration of Comet Encke“, in Astrophysical Journal, Vol. 111, S. 375-394, 1950
- [148] Yanagisawa, M., Hasegawa, S., „Momentum Transfer in Oblique Impacts: Implications for Asteroid Rotations“, Icarus, Vol. 146, S. 270-288, 2000
- [149] Yeomans, D.K., Chodas, P.W., „An Asymmetric Outgassing Model for Cometary Nongravitational Accelerations“, The Astronomical Journal, Vol. 98, No. 3, S. 1083-1093, 1989
- [150] Yeomans, D.K., „Near Earth Object Program“, <http://neo.jpl.nasa.gov/>, letzter Aufruf am 28.10.2004



## **Lebenslauf**

### ***Persönliche Angaben***

Name: Ralph Kahle  
Geburtsdatum: 16. September 1976  
Geburtsort: Dresden  
Staatsangehörigkeit: Deutsch  
Familienstand: verheiratet mit Astrid Kahle (geb. Haferkorn),  
Kinder: Lena Marit (geb. 10. Juli 2003),  
Milan (geb. 23. September 2005)

### ***Ausbildung***

6/1995 Abitur am Annen-Gymnasium Dresden  
1995 - 1996 Zivildienst  
1996 - 2001 Studium an der Technischen Universität Dresden,  
Fachrichtung Maschinenbau, Vertiefung Luft- und Raumfahrttechnik  
9/2001 Abschluss als Diplomingenieur  
10/2001 - 10/2004 Doktorand in der Abteilung „Asteroiden und Kometen“ des Instituts für  
Planetenforschung am DLR Berlin-Adlershof

### ***Berufsweg***

10/2001 - 10/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Professur für Raumfahrtsysteme  
und Raumfahrtnutzung am Institut für Luft- und Raumfahrttechnik der  
Technischen Universität Dresden  
seit 11/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Flugdynamik-Gruppe (Organi-  
sationseinheit Raumflugtechnologie) des Deutschen Raumfahrt-  
kontrollzentrums (GSOC) am DLR Oberpfaffenhofen